

N° D'ORDRE :
402 S^{ie} A, 378

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
MENTION : SCIENCES

PAR

Hubert DU MESNIL DU BUISSON

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude thermique des canalisations électriques.

2^e THÈSE. — Proposition donnée par la Faculté :
Optique électronique des métaux

Soutenues le 28 juillet 1938 devant la Commission d'examen.

MM. EUGÈNE DARMOIS.... *Président.*

FRANÇOIS CROZE.....
JEAN CABANNES..... } *Examinateurs.*

ÉVREUX

IMPRIMERIE HENRI DÉVÉ

4, RUE DU DOCTEUR-GUINDEY, 4

N^o D'ORDRE :
402 S^{ie} A, 378

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
MENTION : SCIENCES

PAR

Hubert DU MESNIL DU BUISSON

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude thermique des canalisations électriques.

2^e THÈSE. — Proposition donnée par la Faculté :

Optique électronique des métaux

Soutenues le *28* juillet 1938 devant la Commission d'examen.

MM. EUGÈNE DARMOIS.... *Président.*

FRANÇOIS CROZE..... }
JEAN CABANNES..... } *Examinateurs.*

ÉVREUX

IMPRIMERIE HENRI DÈVÉ

4, RUE DU DOCTEUR-GUINDEY, 4

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire

M. MOLLIARD.

Doyen

C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires

H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
Emile PICARD.
Léon BRILLOUIN.
GUILLET.
PÉCHARD.
FREUNDLER.
AUGER.

BLAISE.
DANGEARD.
LESPIEAU.
MARCHIS.
VESSIOT.
PORTIER.
MOLLIARD.
LAPICQUE.

G. BERTRAND.
ABRAHAM.
Ch. FABRY.
Léon BERTRAND.
WINTREBERT.
DUBOSQ.
BOHN.

PROFESSEURS

M. CAULLERY .. T Zoologie (Evolution des êtres organisés).
G. URBAIN..... T Chimie générale.
Emile BOREL... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Jean PERRIN .. T Chimie physique.
E. CARTAN..... T Géométrie supérieure.
A. COTTON T Recherches physiques.
J. DRACH T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
Charles PÉREZ .. T Zoologie.
E. RABAUD ... T Biologie expérimentale.
M. GUICHARD .. Chimie minérale.
Paul MONTEL .. T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.
L. BLARINGHEM. T Botanique.
G. JULIA T Mécanique analytique et mécanique céleste.
C. MAUGUIN ... T Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY T Pétrographie.
H. BÉNARD ... T Mécanique expérimentale des fluides.
A. DENJOY T Application de l'analyse à la géométrie.
L. LUTAUD T Géographie physique et géologie dynamique.
Eugène BLOCH . T Physique.
G. BRUHAT T Physique théorique et physique céleste.
E. DARMOIS... T Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE .. T Physique générale et radioactivité.
A. DUFOUR T Physique (P.C.B.).
L. DUNOYER .. Optique appliquée.
A. GUILLIER-MOND T Botanique.
M. JAVILLIER .. T Chimie biologique.
ROBERT-LÉVY.. T Physique comparée.
F. PICARD Zoologie (Evolution des êtres organisés).
Henri VILLAT .. T Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB T Géologie.
P. PASCAL T Chimie minérale.
M. FRÉCHET ... T Calcul différentiel et Calcul intégral.
E. ESCLANGON . T Astronomie.
M^{me} RAMART-LUCAS T Chimie organique.

H. BÉGHIN T Mécanique physique et expérimentale.
FOCH Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER .. Physique (P.C.B.).
DE BROGLIE ... T Théories physiques.
CHRÉTIEN Optique appliquée.
P. JOB Chimie générale.
LABROUSTE ... Physique du Globe.
PRENANT T Anatomie et histologie comparées.
VILLEY..... Mécanique physique et expérimentale.
COMBES T Physiologie végétale.
GARNIER T Mathématiques générales.
PÉRÈS Mécanique théorique des fluides.
HACKSPILL Chimie (P.C.B.).
LAUGIER T Physiologie générale.
TOUSSAINT.... Technique. Aéronautique.
M. CURIE Physique (P.C.B.).
G. RIBAUD T Hautes températures.
CHAZY T Mécanique rationnelle.
GAULT Chimie (P.C.B.).
CROZE..... Recherches physiques.
DUPONT T Théories chimiques.
LANQUINE T Géologie structurale et géologie appliquée.
VALIRON Mathématiques générales.
BARRABÉ Géologie structurale et géologie appliquée.
MILLOT..... Biologie animale (P.C.B.).
F. PERRIN Théories physiques.
VAVON Chimie organique.
G. DARMOIS ... Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
CHATTON T Biologie maritime.
AUBEL..... Chimie biologique.
Jacques BOURCART. Géographie physique et Géologie dynamique.
M^{me} JOLIOT-CURIE..... Physique générale et Radioactivité.
PLANTFOL..... Biologie végétale (P.C.B.).
CABANNES..... Enseignement de Physique.
GRASSÉ..... Biologie animale (P.C.B.).
PRÉVOST Chimie (P.C.B.).

Secrétaire A. PACAUD.
Secrétaire honoraire D. TOMBECK.



A MA FEMME

Contribution à l'étude thermique des canalisations électriques

INTRODUCTION

L'industrie et la technique des câbles électriques ont réalisé, au cours des dernières années, de très remarquables progrès : les résultats les plus importants ont été atteints ; de sorte qu'il pourrait sembler, à première vue, que cette branche de l'électrotechnique est arrivée à son plus haut degré de perfection et qu'elle ne sollicite plus de nouvelles contributions scientifiques. Mais, si l'on examine cette question plus en détail, on doit constater que bon nombre de facteurs physiques concernant les câbles restent encore imprécis. Ainsi, on ne manque pas de tenir compte, dans les projets industriels, de l'influence de la chaleur dégagée par un conducteur nu ou protégé par un isolant approprié ; mais, dans de telles évaluations, on ne considère pas l'effet réciproque thermo-électrique se produisant dans les conditions de fonctionnement normal. Des questions, telles que l'oxydation au contact en fonction de la température et les effets thermo-électriques se produisant aux connexions de deux ou de plusieurs conducteurs à des températures différentes, sont encore peu éclaircies. Pourtant, si ces phénomènes sont négligeables, en première approximation, leur intérêt est néanmoins incontestable, non seulement au point de vue scientifique, mais encore au point de vue technique, car la solution de ces problèmes apporte des renseignements complémentaires utiles pour l'étude industrielle des câbles électriques.

De même en ce qui concerne les phénomènes thermiques et thermo-électriques se produisant dans les conducteurs transportant du courant sous un potentiel élevé. Ainsi, la relation qui existe entre la chaleur dégagée et l'effet Kelvin, étudiée en tenant compte des effets électromagnétiques, nous a paru devoir apporter une contribution nouvelle intéressante à ce sujet de l'électrotechnique. C'est là un des points essentiels

de notre étude. Nous avons pensé utile d'examiner, également, quelques autres sujets d'ordre technique, particulièrement intéressants au point de vue des phénomènes thermiques se produisant dans les câbles, notamment l'écoulement de la masse isolante soit entre deux couches cylindriques voisines, soit par des passages en forme de spirale constitués généralement dans le voisinage de la gaine extérieure du câble.

Ainsi, après un exposé de la situation actuelle de la technique des câbles électriques et un historique de son développement, notre thèse comprend, d'abord, des considérations générales et une étude expérimentale, au point de vue thermique, de l'effet Kelvin et de l'effet de proximité dans les câbles. Nous étudions, ensuite, la propagation de la chaleur par convection et par rayonnement et l'influence thermique de la nature du terrain dans lequel sont disposés les câbles. Enfin, nous examinons le cas particulier de la chaleur dégagée à la jonction d'un branchement secondaire et l'oxydation au contact.

Entreprise sous la haute direction de M. le Professeur E. Darmois, qui a bien voulu accorder à nos recherches un bienveillant intérêt dont nous lui sommes très reconnaissants, et grâce aux encouragements de MM. les Professeurs Croze et Cabannes, que nous tenons à remercier vivement ici, notre étude a été réalisée à la suite de l'obligeant accueil que nous a réservé M. Léon Eyrolles, directeur de l'Ecole Spéciale des Travaux Publics, mettant à notre disposition les précieuses ressources de son Ecole et montrant une fois de plus tout l'intérêt qu'il porte à la recherche scientifique et technique ; nous l'en remercions vivement.

Un guide précieux et combien dévoué a été pour nous M. Oleg Yadoff, ingénieur-docteur, chef du Service des Recherches à cette Ecole. C'est grâce à son amical concours que nous avons pu mener à bien notre travail. Nous nous devons de lui exprimer ici notre bien vive gratitude.

CHAPITRE PREMIER

ÉTAT ACTUEL DE LA TECHNIQUE DES CÂBLES ÉLECTRIQUES ET HISTORIQUE DE SON DÉVELOPPEMENT

§ I. HISTORIQUE

Avant d'aborder le sujet particulier qui fait l'objet de notre étude, il nous a paru intéressant de préciser l'état actuel de la technique des câbles, de rappeler les phases de son perfectionnement et de noter ses tendances de progrès.

La première période qui soit marquante, au point de vue des perfectionnements réalisés dans la fabrication des câbles électriques, est comprise entre 1905 et 1915, époque à laquelle la transmission de l'énergie électrique par câble se faisait couramment sous une tension de 20 à 30.000 volts. Les difficultés d'ordre diélectrique provenant de ces tensions, déjà assez élevées, furent résolues par un isolement individuel des conducteurs, placés ensuite, d'une manière parfaitement symétrique, au sein de la masse isolante, c'est-à-dire de telle sorte que la distance entre eux soit la même qu'entre chacun d'eux et la partie extérieure du câble. En étudiant les câbles de cette époque, avec les données actuelles de l'Electrotechnique, on remarque généralement que les sections utilisées sont notablement supérieures à celles qui sont effectivement nécessaires. Cependant, certains échantillons de ces câbles, relatifs à des courants de faible intensité, présentent un isolement non moins judicieux que celui réalisé à l'heure actuelle.

Les câbles de cette époque pour une tension de 30.000 volts, présentent, au point de vue historique, un grand intérêt, car étant confectionnés sans tenir compte de la tension composée pouvant apparaître entre les conducteurs et le sol, lors d'une mise accidentelle à la terre, ils étaient le siège de nombreuses avaries et ont dû faire l'objet d'une étude approfondie en vue de leur perfectionnement, lorsque s'est développée l'interconnexion générale des réseaux. Il en est résulté l'apparition d'un nouveau type de câble, mieux approprié aux hautes tensions, grâce à

l'emploi d'écrans métalliques entre les conducteurs, dits alors métallisés, et à une gaine extérieure en plomb. L'isolant employé diminuait, en outre, très sensiblement les contraintes diélectriques. On a réussi ainsi à améliorer, électriquement en quelque sorte, les caractéristiques diélectriques d'un câble. Parmi les premières réalisations de ce type de câble, nous mentionnerons le câble d'Hochstadter.

La réalisation des câbles à écrans métalliques a marqué le premier pas d'une série de progrès dans la technique des câbles à haute tension, en assurant, en particulier, une meilleure utilisation de la matière isolante. Dans les premiers câbles, en effet, le gradient maximum utilisé dans un champ électrique entre conducteurs était de 2 à 3.000 volts par mm, tandis que dans les câbles dont les conducteurs sont protégés par des écrans, on admet, depuis une vingtaine d'années, un gradient maximum de 3.500 à 4.000 volts par mm. Le gain réalisé est ainsi de 1.000 volts par mm., ce qui est très appréciable ; la comparaison étant faite entre deux câbles de 30.000 volts. Mais pour des tensions plus élevées les difficultés techniques restaient grandes, car il fallait diminuer le gradient correspondant à 30.000 volts proportionnellement au carré ou même à une puissance supérieure du rapport existant entre la tension utilisée et celle de 30.000 volts. Aussi, lors de la pose, dans la banlieue de Paris, d'un câble à 60.000 volts, les câbles monophasés furent-ils préférés. En raison de l'intensité du courant ou, plus précisément, de son effet thermique, on réussit à pousser le gradient de ces câbles monophasés jusqu'à 4 ou 5.000 volts ; néanmoins, cette solution était moins économique que celle consistant à employer un câble triphasé.

Les câbles triphasés de 20 à 30.000 volts étaient alors assez mal utilisés au point de vue de leurs possibilités thermiques. La charge électrique, comprise entre 60 et 80 p. 100 de la charge maxima actuellement admissible, ne correspondait, en effet, qu'à un échauffement de 25°C. L'étude des phénomènes thermiques secondaires se produisant dans les câbles de haute intensité n'avait pas encore été très poussée ; nous pensons, d'ailleurs, que même actuellement ce problème n'est pas résolu d'une façon définitive et parfaitement adéquate. Comme nous l'avons signalé dans l'Introduction, notre thèse vise à apporter une contribution à cette étude.

A partir de la Grande Guerre, des études scientifiques sur les câbles et une série de travaux de laboratoire furent entrepris par des spécialistes. Avec les câbles de 30.000 volts et plus, on constata notamment la présence de décharges longitudinales et transversales par effluves, se produisant le long des conducteurs, susceptibles de provoquer, dans certains cas, la

perforation des couches de papier imprégné d'huile constituant la matière isolante des câbles. C'est alors que des travaux méthodiques permirent de constater que la métallisation des câbles supprime presque complètement les brunissures et les carbonisations locales, se produisant sur la couche extérieure de l'isolant. On observa également un fait d'une importance considérable : la modification chimique et physique très appréciable de la masse isolante au voisinage des conducteurs. Ces phénomènes sont dus notamment à l'effet thermique du courant électrique et à la propagation de la chaleur par conductibilité, ce qui est particulièrement sensible dans le voisinage du conducteur, source de chaleur dégagée. Ces deux facteurs nouveaux : effet électrochimique et effet électrothermique, au voisinage immédiat des conducteurs, ont fait l'objet d'études approfondies. Leur intérêt pratique était considérable. En effet, si les modifications qui se produisaient dans la contexture de la matière isolante près des conducteurs ne provoquaient aucun trouble dans le fonctionnement normal des câbles, lorsque la tension ne dépassait pas 30.000 volts, la situation changea radicalement lorsqu'on utilisa des câbles à tension plus élevée, par exemple des câbles de 60.000 volts. Avec des câbles monophasés aussi bien que triphasés, les claquages se produisaient si souvent à de telles tensions que des tronçons entiers de câbles devaient être changés plusieurs fois par an. On en voit aujourd'hui aisément la cause : les procédés d'imprégnation aussi bien que de séchage étaient insuffisants, et les matières d'imprégnation de qualité médiocre, d'autant plus que de nombreux constructeurs utilisaient des huiles minérales mélangées avec différentes espèces de résine naturelle — on ne se servait pas encore de résine synthétique — présentant cet inconvénient grave de provoquer, après des séries répétées de surchauffe, des aigrettes électriques sur les conducteurs. L'introduction dans la fabrication des câbles de l'isolement connu sous le nom de Compound a beaucoup amélioré la situation. Aujourd'hui, nous sommes heureusement à peu près à l'abri de pareils troubles, grâce aux travaux des spécialistes qui sont parvenus, avec l'emploi de matières isolantes plus fluides, à supprimer les effets électrochimiques au voisinage des conducteurs, à répartir d'une manière rationnelle la chaleur qui se propage de l'intérieur du câble vers l'extérieur, et à supprimer les vides, sortes de poches occluses, se produisant dans la masse isolante.

Dans cet ordre d'idée, il y a lieu de noter la réalisation des câbles à huile mobile, dont la pression de la masse isolante, constituée par de l'huile, est maintenue constante, indépendamment de la température. Pour arriver à ce résultat, on dispose aux jonctions des divers tronçons du

câble des boîtes d'expansion de dimensions très exactement étudiées, que l'on place dans le prolongement du câble ou perpendiculairement à celui-ci ; dans certains cas, on envisage même l'agencement de canaux d'expansion le long du câble. Par ailleurs, on a étudié et fabriqué des échantillons de câbles dans lesquels les réservoirs d'expansion sont remplacés par des dispositifs de compensation remplis de gaz, auxquels on assigne, comme précédemment, pour rôle de permettre la variation du volume de la matière isolante, sous l'influence de la température, de manière que la pression de l'isolant reste constante. Ces dispositifs de compensation sont répartis régulièrement tout le long du câble : au voisinage des conducteurs, avec les câbles monophasés ; dans les espaces libres entre les conducteurs avec les câbles triphasés ; ou sous l'écran métallique, avec les câbles métallisés, monophasés ou polyphasés.

Dans ce groupe entrent également les câbles comportant sur toute leur longueur des éléments élastiques, constitués par des tubes remplis de gaz ; ce dispositif, qui ne prétend pas assurer une pression absolument constante de l'isolant, permet du moins de réduire sensiblement l'accroissement de la pression de l'huile employée comme matière isolante quand la température du câble s'élève.

Enfin, il y a lieu naturellement de mentionner ici les câbles connus dans l'industrie sous le nom de câbles comprimés. La compensation de la dilatation thermique, pour maintenir la pression constante, se fait à l'aide d'un tube d'acier rempli de gaz comprimé, dans lequel a été introduit un câble de section prismatique ou ovale, recouvert d'une gaine de plomb ; la chambre de compensation, remplie de gaz, est constituée, dans ce cas, par l'espace compris entre le tube d'acier et la gaine de plomb, celle-ci remplissant la fonction de membrane élastique. Les pressions utilisées sont de l'ordre de 0,5 à 2,5 kgs par cm^2 lorsque l'huile circulant dans le câble est une huile minérale très fluide ; une étude précise de ces câbles, obligeant évidemment à tenir compte des contraintes dynamiques parfois très élevées, auxquelles est soumise la gaine de plomb ; celle-ci doit, en effet, suivre rigoureusement toutes les variations de volume — dilatations et contractions brusques — de la masse isolante. Ainsi, on peut, semble-t-il, trouver pour toutes les hautes tensions et les plus fortes intensités de courant un câble bien adapté parmi ceux que nous venons de signaler, c'est-à-dire parmi les câbles munis de dispositifs de compensation ou d'expansion permettant d'assurer une pression constante de la masse isolante.

§ II. ÉTAT ACTUEL DE LA TECHNIQUE DES CÂBLES

Après ce bref historique du développement de la technique des câbles électriques il est intéressant d'examiner quelles réalisations ont été préférées, dans la pratique, en fonction de la tension ou de l'intensité.

A notre connaissance, le système de compensation, comportant de nombreux éléments élastiques le long du câble, n'a trouvé jusqu'à ce jour aucune application pratique, bien que théoriquement ce système paraisse simple et judicieux. Il y a lieu de penser que l'insuccès de ces câbles est dû, à la fois, à des conditions économiques peu favorables, car leur fabrication serait relativement coûteuse, et au fait que l'on peut craindre une utilisation défectueuse des éléments de compensation aux endroits où les pressions hydrostatiques se trouvent particulièrement élevées.

Par contre, les câbles comprimés pour courant triphasé ont été et sont encore fréquemment utilisés dans la pratique, notamment pour les tensions supérieures à 30000 volts, allant jusqu'à 60000 et même 100000 volts dans certains cas. L'emploi de tels câbles pour des tensions inférieures à 30000 volts n'est pas à recommander, car cette solution serait trop coûteuse et ne procurerait qu'un faible avantage par rapport à un câble de construction normale. D'autre part, pour des tensions supérieures à 100000 volts, 220000 volts par exemple, la fabrication de tels câbles nous semble présenter de sérieuses difficultés techniques. Les tubes en fer utilisés pour de telles tensions seraient, en effet, le siège de pertes dans le fer — par hystérésis et courants de Foucault — d'une importance appréciable ; ce qui nécessiterait, pour éviter cet inconvénient, l'emploi de tubes qui ne soient pas métalliques, d'où diminution de la solidité du câble. Si, enfin, on employait, malgré les pertes électriques pouvant se produire, des tubes de fer, leur poids considérable rendrait ces câbles d'un usage difficile et ils ne pourraient, par conséquent, être employés que sur de faibles parcours.

Ce sont les câbles à huile fluide qui ont trouvé les plus nombreuses applications pour des tensions de service supérieures à 60.000 volts. La masse isolante pour des tensions comprises entre 60.000 et 100.000 volts y est, d'ailleurs, à peu près de la même épaisseur que dans les câbles comprimés de même tension. Aussi, est-ce à ce type de câble que l'on a eu recours pour réaliser une canalisation électrique souterraine débitant le courant, sous une tension de 220.000 volts, entre Clichy-sous-Bois et Saint-Denis. Un tel câble réalisé grâce à la collaboration des « Ateliers de cons-

truction mécanique de Jeumont », des « Câbles de Lyon », de la « Société Alsacienne de construction mécanique » et des « Tréfileries et Laminoirs du Havre » est la première artère souterraine de ce voltage mise en service. Utilisé sur un parcours de 19 km, il possède une masse isolante relativement réduite, car on est parvenu, grâce à de récents perfectionnements techniques, à abaisser de 24 à 20 mm. l'épaisseur de l'isolement nécessaire. On utilise actuellement tant en Amérique qu'en Europe environ 2000 km de câbles de ce type pour le transport du courant électrique sous des tensions comprises entre 100000 et 220000 volts.

On peut noter aujourd'hui avec satisfaction la disparition à peu près complète, sur le marché industriel, des câbles à masse isolante compacte de tensions supérieures à 30000 volts ; de tels câbles étant sujets avec le temps à des modifications internes sérieuses particulièrement gênantes dans le cas des fortes intensités de courant. Les constructeurs et les exploitants des réseaux électriques ne s'intéressent plus, à présent, qu'à des types de câbles, dans lesquels le facteur d'insécurité est à peu près supprimé.

Depuis quatre ou cinq ans, l'étude des câbles comprimés isolés avec du papier, imprégné d'huile et de divers autres produits, a été reprise dans divers laboratoires ; l'intérêt de ces travaux ne nous échappe pas. Quoiqu'il en soit et malgré des différences sensibles, en apparence, à très hautes tensions, les câbles à huile fluide et les câbles comprimés tendent vers le même but : garantir une imprégnation complète de la matière isolante, afin d'éviter la formation de vides au sein de celle-ci. La technique de ces câbles semble être maintenant au point. Il nous a paru, cependant, intéressant d'étudier quantitativement les modification des conditions thermiques des câbles, notamment celles qui sont dues à l'écoulement de la matière isolante. Nous supposons, dans ce dernier cas, un écoulement théorique de l'isolant entre deux couches cylindriques coaxiales voisines et dans les passages en forme de spirale, constitués principalement dans le voisinage de la gaine de plomb. Notre étude porte, d'ailleurs, sur l'ensemble des phénomènes thermiques se produisant dans les canalisations électriques soit en raison de phénomènes internes, soit du fait du milieu ambiant.

CHAPITRE II

CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LES PHÉNOMÈNES THERMIQUES DANS LES CANALISATIONS ÉLECTRIQUES

L'étude technique des canalisations électriques a permis très vite de constater que ce sont essentiellement des phénomènes thermiques qui déterminent leur régime de fonctionnement ; ce qui est particulièrement marquant dans les cas de courants à haute tension. Mais si nous disposons d'un grand nombre de publications sur ce sujet, nous devons, cependant, constater que le problème n'y est généralement posé d'une manière uniforme en raison de la transformation continue des réseaux électriques à haute tension et que l'on manque souvent de précision sur les conditions dans lesquelles on a employé les canalisations étudiées.

La première condition imposée à une canalisation électrique est de laisser passer la plus forte intensité de courant possible, sans provoquer une détérioration quelconque. En d'autres termes, il faut que, pour l'intensité de courant maxima, imposée au câble, celui-ci puisse fonctionner sans un échauffement préjudiciable à sa structure interne. Cette condition conduit à considérer trois facteurs principaux déterminant le régime normal d'un conducteur électrique, protégé ou non : 1° la température d'échauffement admissible, pour un régime continu du courant électrique, en tenant compte d'une certaine surélévation possible de la température, due à des échauffements accidentels ; 2° la quantité de chaleur dégagée par l'effet Joule ; 3° la capacité de conduction thermique dans le câble et à sa surface externe. Ces facteurs, prépondérants dans la technique des transmissions électriques, semblent très simples. Cependant, si l'on cherche à établir des règles générales d'application pratique et simple sur ce sujet, on est frappé du petit nombre de données susceptibles de nous fixer, figurant dans les publications spéciales. Nous y trouvons quelques renseignements sur la densité du courant : par exemple, pour des connexions en cuivre, elle ne doit pas dépasser 1,2 ampères par mm^2 avec un courant continu et 1,5 ampères par mm^2 avec un courant alter-

natif ; ces valeurs de la densité étant considérées comme admissibles pour un échauffement du conducteur allant jusqu'à 20,25 ou même 30°C selon la marque de fabrique du câble ou parfois la fantaisie de l'exploitant. Sans nous fournir aucune précision théorique sur la question, certains tableaux ont également été dressés donnant, en fonction de la forme et de la section du conducteur, les intensités de courant admissibles suivant la température à laquelle le conducteur se trouve porté ; tableaux souvent accompagnés de notes, prescrivant de majorer la température indiquée, par exemple de 10 p. 100, si la pose du câble est prévue près du plafond ou de la réduire de 5 p. 100, par exemple, si le câble doit être installé dans un caniveau souterrain, etc... Les valeurs correspondant aux circuits à courant alternatif sont, en outre, déterminées en tenant compte de la fréquence ; ainsi, pour des fréquences de 25 périodes par seconde, on peut utiliser des intensités de courant de 2 à 3 p. 100 plus élevées qu'en courant continu, et pour des fréquences de 16 3/4 — fréquence utilisée pour la traction — des intensités plus fortes de 6 à 7 p. 100, etc...

De tels renseignements, qui nous paraissent un peu trop rudimentaires, ont, sans doute, été suffisants, tant que l'on restait dans les limites de la tranche moyenne des hautes tensions, c'est-à-dire de 15 à 70 KV. Mais, aujourd'hui, comme nous l'avons signalé dans notre étude historique de la technique des câbles, on arrive couramment à transporter l'énergie électrique en courant de très forte intensité, sous très haute tension. Il en résulte que nous devons déterminer, avec la plus grande précision, les conditions que doivent remplir les câbles pour leurs différents régimes de fonctionnement ; ce qui impose une analyse physique minutieuse.

Dans les canalisations traversées par un courant de très forte intensité sous très haute tension, le régime thermique et, en conséquence, le régime électrique varient, parfois, dans des proportions considérables, tout d'abord en raison de la répartition électronique inégale sur le conducteur et, en second lieu, par suite des effets mutuels d'ordre électromagnétique se produisant dans un système polyphasé. Le phénomène de l'inégale répartition électronique dans un conducteur parcouru par un courant alternatif, fut découvert par Lord Kelvin. On l'appelle aujourd'hui : effet Kelvin ou « Skin effect » — « Skin » voulant dire en anglais : peau, superficie. Le terme d'effet superficiel serait peut-être le mieux approprié, mais en souvenir de l'auteur de la découverte, il est d'usage d'employer l'expression d'Effet Kelvin. En ce qui concerne les effets mutuels de deux ou de plusieurs conducteurs, leur origine est classique et remonte au temps de Maxwell.

Ainsi, le régime électro-thermique d'un câble et en général d'une canalisation électrique est déterminé dans le cas des fortes intensités sous haute tension, non plus à l'aide de la formule : $Q_{\text{cal}} = 0,24 RI^2t$, mais au moyen d'une expression plus complexe, qui tiend compte des deux effets précités, à savoir :

$$Q_{\text{cal}} = 0,24 \cdot f(s) \cdot \varphi(p) \cdot RI^2t$$

ou encore :

$$Q_{\text{cal}} = 0,24 \cdot f(s) \cdot \varphi(p) \cdot R_0 (1 + \alpha t_0) t$$

avec : $R = R_0 (1 + \alpha t_0)$; expressions dans lesquelles :

Q est la quantité de chaleur dégagée en calories par seconde dans un conducteur de 1 cm. de longueur ;

$f(s)$ la fonction de l'effet Kelvin, qui exprime la variation des pertes d'énergie, sous forme calorifique, en courant alternatif, par rapport à celles se produisant en courant continu ;

$\varphi(p)$ la fonction de l'effet de proximité — c'est-à-dire de l'effet électromagnétique mutuel ;

R_0 la résistance, non inductive, d'un conducteur de 1 cm. de longueur mesurée en courant continu ;

α le coefficient de température de la résistance R ; et

t_0 la variation de la température, en $^{\circ}\text{C}$, par rapport à celle à laquelle a été déterminé R_0 .

L'effet Kelvin et l'effet de proximité sont deux phénomènes qui interviennent dans beaucoup de problèmes d'électrotechnique et leur théorie est bien connue.

L'objet de nos recherches sur ce point consiste seulement à déterminer, avec le plus de précision possible, leur influence sur le régime thermique et, par conséquent, sur le régime électrique des canalisations électriques, en particulier dans le cas des câbles parcourus par des courants de très forte intensité, sous tension très élevée.

Le problème peut, d'une façon générale, être interprété par l'expression :

$$e = \sum_1^n \Delta \cdot I \cdot \sin \omega t$$

dans laquelle $\Delta \cdot I \cdot \sin \omega t$ est la f.e.m. induite, positive ou négative, dans un des n conducteurs d'un système polyphasé, qu'il s'agissent de conducteurs tubulaires ou de conducteurs pleins ; et Δ la distance géométrique entre deux conducteurs. Si les conducteurs sont égaux et de même nature, ayant par conséquent une même surface latérale $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma_n$, on a :

$$\Delta = j \cdot 2 \omega \cdot 10^{-4} \cdot \log [d_x - r_x]$$

d_x étant le diamètre du conducteur x et r_x sa résistance, non inductive, en ohms. Si les conducteurs sont inégaux ou de natures différentes, c'est-à-dire si $\sigma_1 \neq \sigma_2$, on a :

$$\Delta = j \cdot 2 \omega \cdot 10^{-4} \cdot \log D_{\sigma_1 \sigma_2}$$

$D_{\sigma_1 \sigma_2}$ étant la distance entre les deux conducteurs de surfaces inégales σ_1 et σ_2 ;

$$j = \sqrt{-1} \quad \text{et} \quad \omega = 2 \pi f,$$

c'est-à-dire la pulsation du courant. En d'autres termes, c'est Δ , qui exprime les influences mutuelles électromagnétiques et leur conséquence sur la répartition des électrons dans les conducteurs, lors du passage du courant. Mais, sous cette forme, le problème ne se présente pas assez nettement et ne peut faire l'objet d'une analyse mathématique. Pour obvier à cet inconvénient, Maxwell a introduit une simplification, acceptable dans la plupart des cas, et donnant, avec un haut degré de précision, la valeur de Δ .

D'après Maxwell, la distance géométrique moyenne entre des conducteurs pleins est donnée par l'équation intégrale :

$$\sigma_1 \cdot \sigma_2 \log D_{\sigma_1 \sigma_2} = \int \int_{\sigma_1} \int \int_{\sigma_2} \log D_{\sigma_1 \sigma_2} \cdot d\sigma_1 \cdot d\sigma_2$$

dans laquelle σ_1 et σ_2 mesurent les surfaces latérales des conducteurs considérées et $d\sigma_1$, $d\sigma_2$ les accroissements élémentaires de ces surfaces. Il en résulte les expressions suivantes pour déterminer Δ :

$$\Delta = j \cdot 2 \omega \cdot 10^{-4} \cdot \log D_{\sigma_1 \sigma_2} - r_{\sigma_1} \quad \text{pour } \sigma_1 = \sigma_2$$

$$\text{et} \quad \Delta = j \cdot 2 \omega \cdot 10^{-4} \cdot \log D_{\sigma_1 \sigma_2} \quad \text{pour } \sigma_1 \neq \sigma_2$$

On peut en conclure que la distance géométrique moyenne entre deux conducteurs de section circulaire, pleins ou creux, dont l'un n'entoure pas l'autre, est égale à la distance des axes de ces deux conducteurs, et que la distance géométrique moyenne de deux conducteurs de section également circulaire, dont l'un est creux et entoure concentriquement ou excentriquement l'autre, plein ou creux, de diamètre plus faible, est égale à la distance géométrique moyenne entre le conducteur enveloppant et le conducteur enveloppé.

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE, AU POINT DE VUE THERMIQUE DE L'EFFET KELVIN ET DE L'EFFET DE PROXIMITÉ

§ I. EFFET KELVIN

La fonction $f(s)$, qui détermine la répartition interne des électrons en mouvement dans le conducteur, est représentée dans le cas de conduc-

teurs tubulaires par un graphique, analogue à celui de la figure 1. C'est la fonction représentant le rapport qui existe entre la conductibilité en courant continu et la conductibilité en courant al-

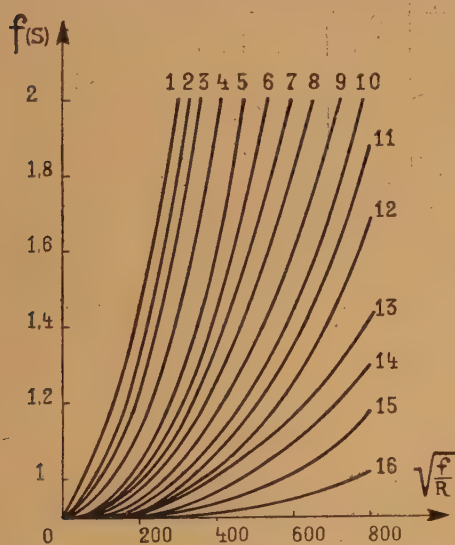


Fig. 1.

Courbes représentatives de l'effet Kelvin
(voir tableau ci-après).

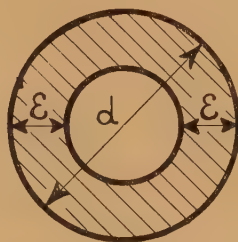


Fig. 2.

Représentation en coupe d'un
conducteur tubulaire.

ternatif. On peut donc écrire, en appelant R_a la résistance en courant alternatif et R_c la résistance en courant continu :

$$f(s) = \frac{R_a}{R_c}.$$

Ce rapport est facilement évalué, à son tour, en fonction de l'expression de $\alpha = \sqrt{\frac{f}{R_c}}$, f étant la fréquence du courant ; ou bien encore, dans le

cas des conducteurs tubulaires, en fonction de $\alpha = \sqrt{\frac{2\pi f}{R_c} \frac{d-2\varepsilon}{d+2\varepsilon} \cdot 10^{-4}}$
 d étant le diamètre et ε l'épaisseur du conducteur tubulaire (Voir fig. 2).

Les courbes caractéristiques de cette fonction prennent la forme parabolique : $y = ax^2$, comme le montrent les seize courbes de cette famille de la figure 1, dans le cas des conducteurs tubulaires de différentes dimensions, avec pour paramètre variable $\frac{\varepsilon}{d}$.

Le tableau ci-dessous, donne la valeur de ces paramètres, suivant les numéros portés sur ces courbes.

N ^{os} D'ORDRE DES COURBES	1	2	3	4	5	6	7	8
$\frac{\varepsilon}{d}$	0,50	0,45	0,35	0,20	0,15	0,12	0,10	0,09
N ^{os} D'ORDRE DES COURBES	9	10	11	12	13	14	15	16
$\frac{\varepsilon}{d}$	0,08	0,07	0,06	0,05	0,04	0,03	0,02	0,01

On utilise depuis longtemps de tels diagrammes en Electrotechnique ; aussi ne présentent-ils qu'un intérêt documentaire et introductif en ce qui concerne l'étude de cas plus complexes, comme celui des conducteurs de section rectangulaire, faisant l'objet des courbes de la figure 3, tracées d'après des données expérimentales. Les courbes caractéristiques, correspondant à ce dernier cas, montrent que l'élément essentiel de cette fonction est le rapport entre les dimensions de la section rectangulaire du conducteur (voir fig. 4). Ainsi, plus est grand ce rapport, moins apparaît l'effet Kelvin. Pour une valeur de α égale, par exemple, à 6, cet effet est 2, 4 fois plus faible avec un conducteur dont $a = 20$ et $b = 1$ (courbe 8) que pour un conducteur dont $a = 5$ et $b = 1$ (courbe 2). Avec les courbes précédentes, nous avons pour les rapports $\frac{a}{b}$ les valeurs ci-dessous :

N ^o D'ORDRE	1	2	3	4	5	6	7	8
$\frac{a}{b}$	4:1	5:1	6:1	8:1	10:1	12:1	15:1	20:1

D'une façon générale, l'effet Kelvin est moins important pour un conducteur de section rectangulaire que pour un conducteur de section circulaire. Mais, si l'on diminue le rapport $\frac{a}{b}$, la valeur de l'effet Kelvin

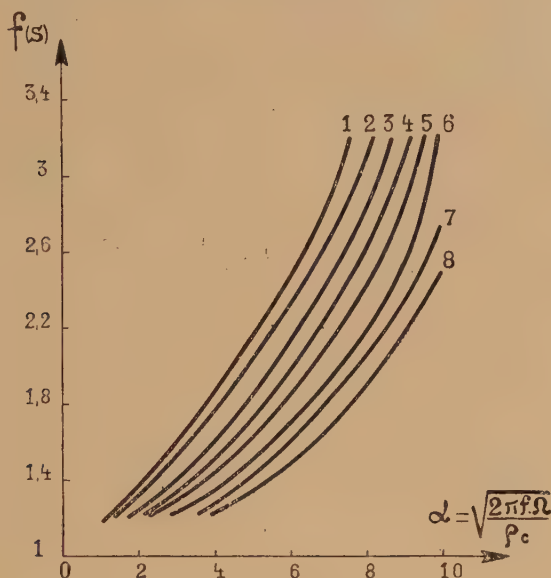


Fig. 3.

Courbes représentatives de l'effet Kelvin pour un conducteur à section rectangulaire (voir tableau ci-contre).

croît rapidement et elle arrive même à dépasser celle que l'on noterait dans un conducteur cylindrique, de même section. La figure 5 fournit les résultats de mesures expérimentales permettant cette comparaison. La caractéristique Δ représente l'effet Kelvin d'un conducteur plein de section circulaire égale à celle d'un conducteur de section rectangulaire γ , dans lequel $\frac{a}{b} = \frac{2}{1}$. On voit que pour $\alpha < 400$, l'effet

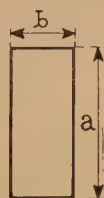


Fig. 4.

Conducteur à section rectangulaire.

Kelvin du conducteur Δ est plus grand que celui se produisant sur le conducteur γ ; mais pour $\alpha > 400$, c'est l'inverse qui se produit et l'accroissement de la courbe γ devient beaucoup plus rapide que celui de la caractéristique Δ .

Cette croissance de l'effet Kelvin, quand le rapport des côtés de la

section rectangulaire du conducteur $\frac{a}{b}$ décroît, peut s'expliquer physiquement de la façon suivante. Lorsque les deux dimensions de la section rectangulaire d'un conducteur tendent à s'égaliser, l'effet Kelvin est accompagné de l'« edge-effect », c'est-à-dire d'une condensation électronique appréciable dans les parties angulaires du conducteur. Cet « edge-effect » étant assez important, la densité du courant doit se trouver dans ces régions supérieures à la densité superficielle d'un conducteur à section circulaire. Ce sont des phénomènes physiques aisément explicables, puisqu'ils sont basés sur les répulsions notées par Coulomb. Pour de

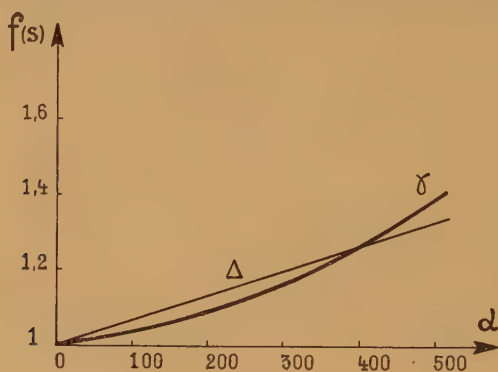


Fig. 5. — Courbes de comparaison.
 Δ conducteur plein de section circulaire.
 γ conducteur de section rectangulaire.

très hautes tensions, ces phénomènes d'« edge-effect » deviennent, d'ailleurs, visibles dans l'obscurité, les conducteurs se déchargeant alors par effluves.

Le diagramme de la figure 6 représente, en fonction de l'épaisseur tubulaire ε ou plus exactement de $\frac{\varepsilon}{d}$, d étant le diamètre du tube, la

variation du rapport de la résistance d'un conducteur creux à celle d'un conducteur plein de même diamètre, les résistances étant évaluées en courant alternatif.

Ici, se produit un fait, qui, à première vue, paraît un peu paradoxal. Tant que l'on est dans la région des faibles épaisseurs, la résistance du conducteur tubulaire est beaucoup plus grande que celle du conducteur plein, ce qui paraît, d'ailleurs, tout à fait normal ; ainsi, pour un conduc-

teur tubulaire de 6,5 cm. de diamètre (courbe C_4), cette résistance est 2,5 fois plus grande lorsque $\varepsilon = 10$ p. 100 du rayon. Mais cette différence diminue très rapidement quand augmente l'épaisseur et avec $\varepsilon = 18$ p. 100 du rayon la résistance du conducteur tubulaire est égale à celle du conducteur plein. Si on continue à faire croître la valeur d' ε , c'est la résistance du conducteur plein qui l'emporte; la courbe passe par un minimum pour $\varepsilon = 40$ p. 100 environ du rayon, puis remonte et tend asymptotiquement vers 1. Pour le conducteur précédemment étudié

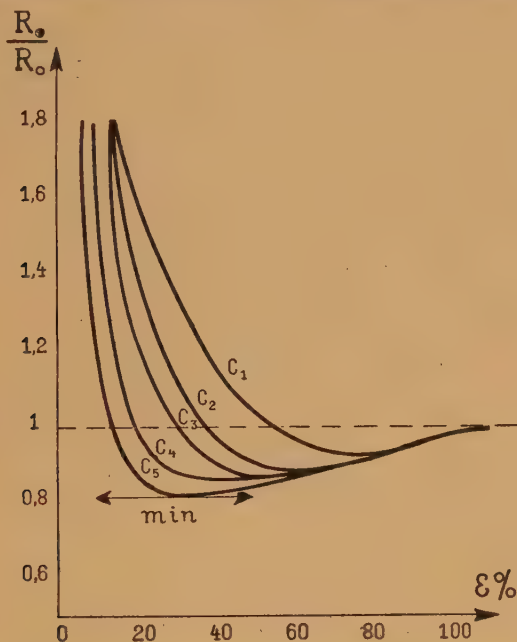


Fig. 6. — Courbes représentatives de la variation du rapport de la résistance d'un conducteur creux à celle d'un conducteur plein de même diamètre (voir tableau ci-dessous).

de 6,5 cm de diamètre, la résistance du conducteur plein est ainsi 1,25 fois plus grande au minimum de la courbe. Les diamètres des conducteurs correspondant aux numéros des courbes, sont donnés ci-dessous.

Conducteur c	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5
Diamètre d mm.	40	50	55	65	70

Ces courbes, qui représentent la variation de la répartition de l'énergie électrique à l'intérieur d'un conducteur, permettent de préciser quelles sont les parties des conducteurs qui sont électriquement utilisées et, partant, celles qui au point de vue économique, sont sans emploi.

Supposons, en effet, un conducteur de section rectangulaire comme celle représentée sur la figure 4. La densité du courant sera donnée par :

$$\Delta = A (K + 2)^{0,25} \cdot S^{-0,25} \text{ avec } K = \frac{a}{b} \geq 1, S = a \cdot b$$

et A une constante dépendant de la nature du conducteur utilisé. Cette formule montre que la densité Δ augmente avec K, c'est-à-dire avec a et il est évident qu'elle varie en raison inverse de la section S.

D'après Krug, la densité du courant se répartit dans un conducteur plein selon les expressions suivantes :

au centre du conducteur :

$$\Delta_0 = \frac{k I}{a \sqrt{\operatorname{ch}(k b) - \cos(k b)}}$$

et sur la superficie

$$\Delta_s = \frac{k I \sqrt{\operatorname{ch}(k b) + \cos(k b)}}{\sqrt{\operatorname{ch}(k b) - \cos(k b)}}$$

formules dans lesquelles k est un coefficient dépendant de la nature du câble et de la fréquence du courant ; ainsi pour le cuivre, inoxydable $k = 1,06$, pour l'aluminium, $k = 0,82$.

Dans l'industrie des câbles électriques, jamais la largeur d'une barre nue ne dépasse un cm, c'est-à-dire que $b \leq 1$. Nous pouvons alors poser : $k b = \mu = k \sqrt{\frac{S}{K}}$. La densité dans la partie centrale du conducteur par rapport à la densité moyenne correspondante sera donnée, dans ces conditions, par l'expression suivante :

$$R_1 = \frac{\Delta_0}{\Delta_{\text{moy}}} = \frac{\mu}{\sqrt{\operatorname{ch} \mu - \cos \mu}}$$

$$R_1 = \mu \left[1 + \frac{\mu^2}{2!} + \frac{\mu^4}{4!} + \frac{\mu^6}{6!} + \dots - 1 + \frac{\mu^2}{2!} - \frac{\mu^4}{4!} + \frac{\mu^6}{6!} - \dots \right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$R_1 \approx \mu \left[1 - \frac{\mu^4}{360} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

Revenant à la variable b, on obtient :

$$R_1 = \frac{\Delta_0}{\Delta_{\text{moy}}} = \frac{1}{19k} \sqrt{360 K^2 - (kS)^2 \cdot k^2}$$

La densité centrale par rapport à la densité superficielle sera donnée, par analogie, conformément à l'expression suivante :

$$R_2 = \frac{\Delta_0}{\Delta_S} = \frac{a}{\sqrt{\operatorname{ch} \mu + \cos \mu}}$$

$$R_2 = a \left[1 + \frac{\mu^2}{2!} + \frac{\mu^4}{4!} + \frac{\mu^6}{6!} + \dots + 1 - \frac{\mu^2}{2!} + \frac{\mu^4}{4!} - \frac{\mu^6}{6!} + \dots \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

On obtient, tous calculs faits :

$$R_2 = \frac{\Delta_0}{\Delta_S} = \sim a \left[2 \left(1 - \frac{\mu^4}{24} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Ou encore, inversement, et en revenant aux variables initiales :

$$R_3 = \frac{\Delta_S}{\Delta_0} = \frac{1}{3,5 a k} \sqrt{24 K^2 + (kS)^2 \cdot k^2}.$$

Ces expressions fournissent une valeur approchée, mais très claire de l'effet Kelvin, lorsqu'un conducteur est parcouru par un courant électrique.

Les formules :

$$R_1 = \frac{\Delta_0}{\Delta_{\text{moy}}} = 0,053 k^{-1} \sqrt{360 K^2 - (kS)^2 \cdot k^2}$$

et
$$R_3 = \frac{\Delta_S}{\Delta_0} = 0,204 k^{-1} \sqrt{24 K^2 - (kS)^2 \cdot k^2}$$

qui indiquent la répartition de la condensation électrique dans une canalisation de section rectangulaire, permettent en outre de connaître d'une manière très précise, les valeurs de la fonction $f(s)$, lorsque cette canalisation est parcourue par un courant alternatif. Elles montrent, par ailleurs, que les quantités R_1 et R_3 tendent vers 1, quand K augmente et que la surface S diminue. Par contre, avec la diminution de K et l'augmentation de la surface, l'effet Kelvin apparaît davantage et l'on a très nettement l'inégalité : $\Delta_0 < \Delta_{\text{moy}} < \Delta_S$.

La courbe représentative de la figure 7 donne la variation de R_1 en fonction de K : $R_1 = g(K)$; d'où on peut facilement tirer $f(s) = h(K)$.

De même, la figure 8 représente les variations de R_3 en fonction de K , avec $R_3 = \Phi(K)$; d'où $f(s) = G(K)$. Cette dernière fonction varie suivant une courbe d'allure hyperbolique. Les courbes que nous avons tracées correspondent à une fréquence industrielle de 50 périodes par seconde, dans le cas d'un conducteur de section constante, égale à 1 cm^2 , $S = ab = 100 \text{ mm}^2$. Ces résultats sont tout à fait conformes aux courbes établies expérimentalement et représentées sur les figures 1, 3, 5, 6.

En résumé, on peut dire que lorsque l'effet Kelvin croît, la résistance augmente et que, dans le cas de conducteurs tubulaires, la résistance croît avec le rapport de l'épaisseur du tube à son diamètre. Avec un rapport égal à 1/100, l'effet Kelvin peut être pratiquement négligé. Il y a donc intérêt à diminuer ce facteur, dans les conducteurs électriques, c'est-à-dire le rapport de l'épaisseur au diamètre, non seulement pour rendre les câbles plus légers et en faciliter l'installation, mais encore pour en améliorer électriquement le fonctionnement. En ce qui concerne

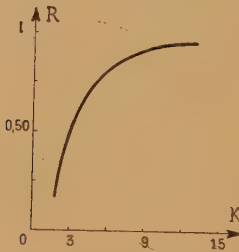


Fig. 7. — Courbe représentative de $R_1 = g(K)$.

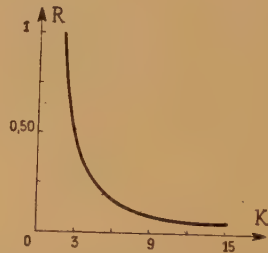


Fig. 8. — Courbes représentatives de $R_3 = \Phi(K)$.

les conducteurs de section rectangulaire, on doit noter que l'effet Kelvin y est moins sensible que dans les conducteurs de même section circulaire pour $K > \frac{2}{1}$ et que c'est l'inverse qui se produit pour $K < \frac{2}{1}$.

Ces courbes montrent encore, en fonction de l'épaisseur ε du tube conducteur considéré, un phénomène qui paraît paradoxal à première vue : à partir d'une certaine valeur de ε , la résistance d'un câble plein devient plus grande que celle d'un câble creux de même diamètre extérieur. On peut donc supposer que le métal de la partie centrale non seulement n'intervient pas comme conducteur électrique, mais encore qu'il nuit à la propagation de l'énergie électrique dans la zone périphérique du conducteur.

Les données précédentes, en particulier celles qui concernent l'influence de la forme géométrique des conducteurs, nous fournissent une manière facile d'évaluer l'accroissement de l'effet Joule, en courant alternatif. Il est évident, en effet, que cet accroissement est égal à :

$$R_a (1 + \alpha t) - R_c (1 + \alpha t).$$

D'où un surplus de chaleur en calories $\Delta q = 0,24 (R_a I_{\text{eff}}^2 - R_c I^2)$.

Sous cette forme la quantité supplémentaire de chaleur, Δq , peut

être ajoutée directement à la chaleur fournie par l'effet Joule suivant la loi classique. On a alors, pour une même intensité du courant :

$$Q_{\text{cal}} = \varphi(\bar{p}) I_{\text{eff}}^2 \cdot R_0 (1 + \alpha t) + \Delta q$$

où $\varphi(\bar{p})$ est le facteur de correction à apporter, en fonction de l'effet de proximité.

§ II. EFFET DE PROXIMITÉ

L'effet de proximité que nous avons désigné par $\varphi(\bar{p})$ dépend, essentiellement, de la distance entre les conducteurs considérés, de l'orientation de phase des courants qui y circulent et de la forme géométrique

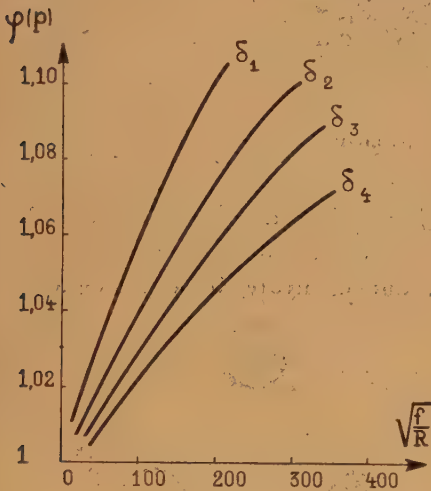


Fig. 9.

Courbes caractéristiques de l'effet de proximité pour les conducteurs circulaires.

$\delta_1 = 2,5$; $\delta_2 = 3,5$; $\delta_3 = 4$; $\delta_4 = 5,5$.

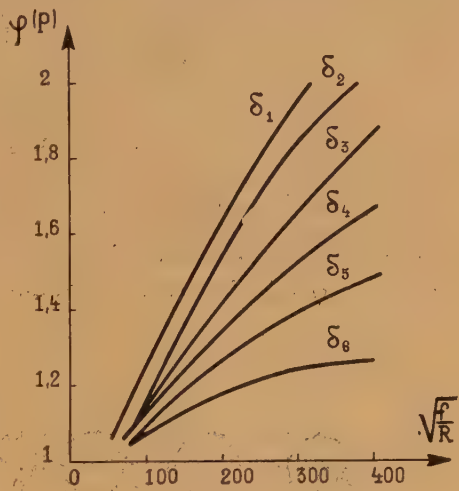


Fig. 10.

Courbes caractéristiques de l'effet de proximité pour les conducteurs circulaires.

$\delta_1 = 1,03$; $\delta_2 = 1,05$; $\delta_3 = 1,075$;
 $\delta_4 = 1,10$; $\delta_5 = 1,15$; $\delta_6 = 1,20$.

des canalisations. Ces phénomènes de proximité ne font pas encore l'objet d'une loi parfaitement établie et méritent une étude particulière. C'est, d'ailleurs, une question qui présente plus d'intérêt physique qu'industriel, car dans bon nombre de cas, on fait en sorte que ces phénomènes se trouvent éliminés, soit en totalité, soit à peu près entièrement. Nous avons étudié l'effet de proximité dans le cas des conducteurs de section circulaire et des conducteurs de section rectangulaire, ces derniers étant posés horizontalement ou verticalement.

Cas des conducteurs de section circulaire.

La figure 9 donne une famille de courbes $\varphi(p) = \Phi(f, R, \delta)$, c'est-à-dire les courbes caractéristiques de l'effet de proximité en fonction : 1° de la fréquence f du circuit, en périodes par seconde, 2° de la résistance R , évaluée en ohms pour une longueur de 10 cm du conducteur, en courant alternatif ; et 3° d'un paramètre variable δ , égal au rapport de la distance

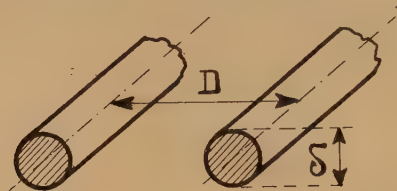


Fig. 11.
Deux conducteurs parallèles.

des axes des conducteurs D à leur diamètre d , $\delta = \frac{D}{d}$. Il est facilement, du fait de ce paramètre, d'écarter les conducteurs de telle sorte que la fonction $\varphi(p)$ s'approche de l'unité. Sur la figure 9 sont données

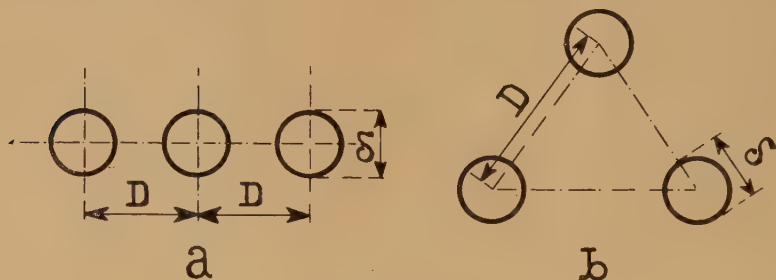


Fig. 12
a) disposition horizontale ;
b) disposition en triangle.

les valeurs de cette fonction pour des distances D relativement faibles. On voit que, dans ce cas également, on retrouve l'allure des courbes de la figure 9, notée avec une plus grande valeur de D . (Voir disposition des conducteurs suivant la figure 11).

On peut admettre que pour une valeur de $\delta > 7$, la fonction $\varphi(p) \rightarrow 1$, si les conducteurs sont pleins ; dans le cas des conducteurs tubulaires, $\varphi(p) \rightarrow 1$ déjà pour $\delta > 6$. Ces courbes ont été tracées, en partant des

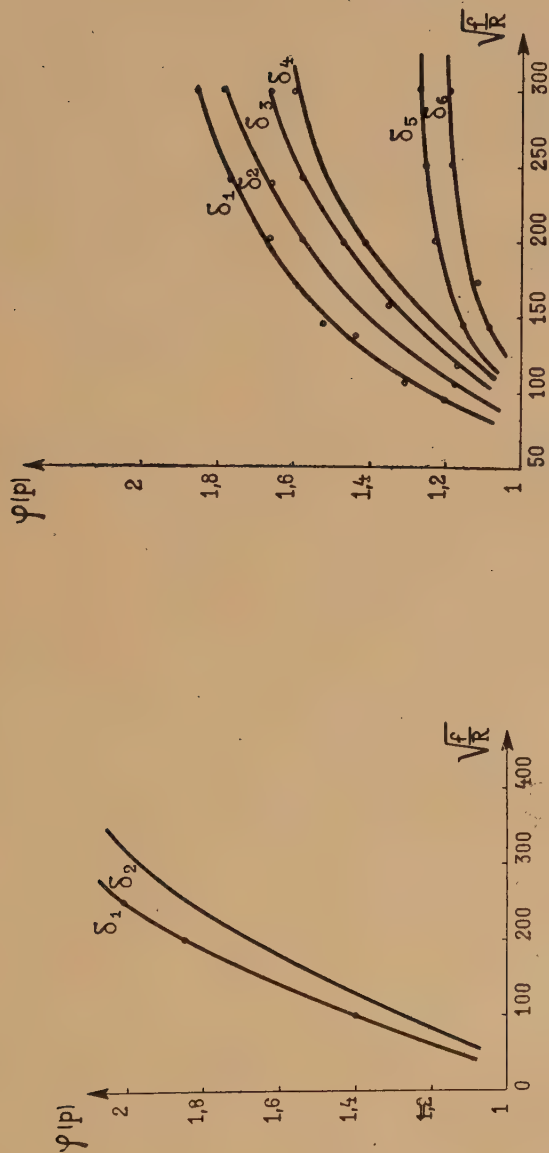


Fig. 13. Caractéristiques de l'effet de proximité pour des conducteurs à section rectangulaire. (Voir les tableaux des pages 29 et 30)

Fig. 14.

données expérimentales fournies pour des conducteurs monophasé, disposés horizontalement ; mais, il est évident qu'on obtiendra le même effet de proximité $\varphi(p)$, si les conducteurs sont disposés verticalement ou s'ils sont inclinés.

Les mesures sont plus délicates en courant triphasé ; on peut dire, en effet, qu'en général les conducteurs étant disposés comme l'indique



Fig. 15.
Disposition horizontale des conducteurs rectangulaires.

la figure 12, position a , c'est-à-dire dans le même plan horizontal, vertical ou incliné, la fonction $\varphi(p)$ est plus grande dans le conducteur du milieu (2).

En pleine charge, la densité du courant étant de 3,5 ampères, la perte de chaleur due à l'effet de proximité est environ deux fois plus grande dans cette phase du milieu que dans les phases extérieures. Dans le cas de câbles disposés en triangle position (b), les effets sont les mêmes dans les trois phases ; mais la perte totale d'énergie, due aux effets de proximité, paraît sensiblement la même que dans le cas précédent. La disposition (a) des câbles correspond à celle utilisée pour les câbles souterrains, et la disposition (b) celle des lignes aériennes.

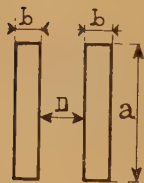


Fig. 16.

Cas des conducteurs de section rectangulaire

Les figures 13 et 14 représentent les courbes tracées dans le cas de conducteurs rectangulaires disposés à plat comme l'indique la figure 15. Chacune d'elles est contruite en fonction des deux paramètres $\frac{D}{a}$ et $\frac{a}{b}$. On voit que, dans ce cas, la fonction $\varphi(p) \rightarrow 1$, quand ces deux paramètres augmentent. Ces courbes ont la même allure générale que les courbes précédentes et ne présentent aucune particularité. Par contre, les courbes correspondant aux positions verticales (fig. 16), courbes γ de la figure 17

présentent une toute autre disposition : elles diminuent, d'abord, jusqu'à une certaine valeur de la résistance et de la fréquence, qui déterminent le point minimum de la courbe ; puis elles remontent, en tournant toujours leur concavité vers le haut. Ce sont ces points minima, qui indiquent les valeurs les meilleures de fonctionnement.

Dans le cas de trois barres, parcourues par un courant triphasé,

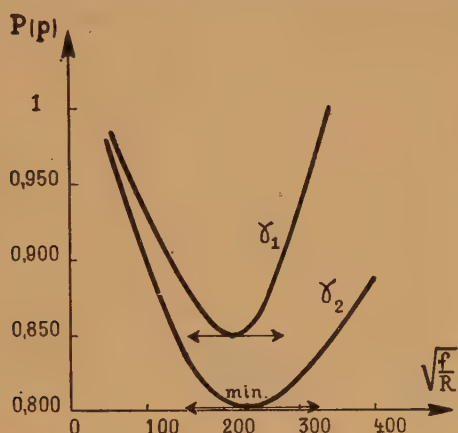


Fig. 17.

Courbes caractéristiques de l'effet de proximité pour la disposition verticale du conducteur rectangulaire
(Voir tableau ci-dessous)

l'effet de proximité, supporté par la phase du milieu, semble être le même que s'il s'agissait de conducteurs à section circulaire.

Connaissant le courant efficace, ainsi que la résistance du circuit, nous pouvons, facilement, introduire ces pertes supplémentaires dans la formule générale :

$$Q_{\text{cal}} = \varphi(p) I_{\text{eff}}^2 \cdot R_0 (1 + \alpha t) + \Delta q.$$

Dispositions des courbes des figures 13 et 17.	$\frac{D}{a}$	$\frac{a}{b}$	$a \cdot b$	b
δ_1 et γ_1	0,085	20	100×5	5 mm.
δ_2 et γ_2	0,05	13,3	85×6	6 mm.

Dispositions des courbes de la figure 14.	$\frac{D}{a}$	$\frac{a}{b}$	$a b$	b
$\hat{c}_1$	0,25	16	80,5	5
$\hat{c}_2$	0,35	7,5	60,8	8
$\hat{c}_3$	0,40	10	60,6	6
$\hat{c}_4$	0,50	12	60,5	5
$\hat{c}_5$	0,85	8,3	50,6	6
$\hat{c}_6$	0,90	10	50,5	5

CHAPITRE IV

ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE CONVECTION ET DE RAYONNEMENT DANS LES CANALISATIONS ÉLECTRIQUES

Après avoir analysé l'action des facteurs qui interviennent à titre complémentaire pour produire de la chaleur dans les conducteurs électriques il y a lieu d'examiner comment se trouvent réalisées l'évacuation de cette chaleur et sa dispersion dans le milieu ambiant. Nous n'envisagerons, d'ailleurs, au cours de cette étude, que le cas normal du dégagement de la chaleur dans l'air à la température de 20°C et à la pression de 760 mm. de mercure, sans tenir compte notamment des variations de l'état hygrométrique de l'atmosphère.

On sait qu'un corps chaud est un corps dont les molécules sont animées d'un mouvement plus rapide que celles d'un corps froid ; ce mouvement moléculaire se transmettant de proche en proche. Sans comparer cette vitesse de propagation aux vitesses d'ordre électromagnétique, ou même ionique, nous constatons, toutefois, une grande rapidité de transmission de la chaleur au sein des métaux ; leur grande conductibilité thermique étant, d'ailleurs, une de leurs qualités physiques les plus essentielles. Si donc, les molécules, arrivant à la surface d'un métal, sont soumises à un mouvement plus rapide que celui des molécules de l'air ambiant, elles tendent aussitôt à s'échapper du métal pour se disperser dans l'atmosphère. Mais, là encore, les molécules s'agitent en tous sens, se heurtant les unes les autres et heurtant la paroi du métal considéré. Des molécules atmosphériques remplacent donc, aussitôt leur évacuation, les molécules métalliques plus chaudes qui s'élèvent dans l'atmosphère. Tel est le mécanisme de la transmission de la chaleur par convection.

Mais, nous savons que la chaleur se transmet aussi dans le vide et comme la thermodynamique exige pour toute transmission de chaleur un support matériel, on a été amené à concevoir qu'entre les molécules corpusculaires, se trouve un fluide parfaitement élastique, que l'on nomme l'éther. Mis en vibration par un courant chaud, ce fluide commu-

nique progressivement, son mouvement aux corpuscules éthériques qui s'échauffent, à leur tour, devenant ainsi le siège d'un mouvement vibratoire élastique interne ; les corps les plus chauds étant ceux dont les vibrations corpusculaires sont les plus rapides et ont les plus grandes amplitudes. On peut dire, d'une manière objective, que quand un corps se refroidit il perd de son mouvement interne et que, quand il s'échauffe, il en gagne. Cette transmission thermique par vibration élastique, connue sous le nom de transmission de la chaleur par rayonnement, est le seul mode de propagation de la chaleur dans les espaces sidéraux et dans les intervalles entre les molécules des corps ; dans ce cas, il est d'ailleurs évident qu'il ne contribue pas à les échauffer.

Si on groupe ces deux modes de transmission de la chaleur en une seule formule, on peut écrire, en première approximation, que la chaleur Q qui se propage dans un milieu hétérogène est donnée par l'expression :

$$Q = C. S. (T - T_0) t,$$

dans laquelle C désigne le coefficient de conductibilité du milieu hétérogène, S la surface par laquelle s'évacue la chaleur, T la température absolue du corps chaud, T_0 celle du milieu ambiant moins chaud et t le temps.

§ I. ÉVACUATION DE LA CHALEUR PAR RAYONNEMENT

Pour évaluer la quantité de chaleur qu'un corps chaud émet par rayonnement, nous écrirons conformément à la loi de Stéfán :

$$Q_r = 5,77 \varepsilon \left[\left(\frac{T}{1000} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{1000} \right)^4 \right]$$

Q_r représentant la quantité de chaleur, mesurée en calories, qu'un cm^2 de la surface du corps chaud émet, chaque seconde, par rayonnement ; T la température absolue de la surface du corps considéré ; T_0 la température absolue de la surface d'un corps qui absorberait toute la chaleur émise ; et ε la constante de rayonnement du corps étudié, c'est-à-dire le rapport entre la quantité de chaleur émise par la surface de ce corps et celle qui le serait par un corps noir, dans les mêmes conditions. Ainsi pour un corps émetteur, parfaitement noir, $\varepsilon = 1$.

Le tableau suivant donne les valeurs de ε pour différents corps fréquemment employés en Electrotechnique :

NATURE DE LA MATIÈRE EMPLOYÉE	ϵ
Cuivre.....	0,5
Cuivre inoxyable	0,15
Aluminium ordinaire.....	0,5
Aluminium inoxyable	0,09
Fer poli, bien lisse.....	0,30
Fer oxydable	0,85
Acier oxydable	0,7
Acier inoxyable.....	0,20
Vernis ordinaire	0,98 à 1

§ II. ÉVACUATION DE LA CHALEUR PAR CONVECTION

Nous avons, par définition, la formule, indiquée précédemment : $Q = C. S. (T - T_0) t$, pour déterminer la quantité de chaleur Q , dégagée pendant le temps t , d'un corps de surface S et de température T ; la température ambiante étant égale à T_0 , à une certaine distance du corps chaud et C étant ici le coefficient de convection ou d'échange de température dans les conditions de l'expérience. Nous avons vu que l'on peut à l'aide de cette formule, évaluer toute la chaleur qui passe du corps considéré au fluide ambiant. Mais, différents facteurs ayant tous des caractéristiques physiques particulières, interviennent dans les échanges de chaleur par convection, notamment la conductibilité thermique du corps solide, supposé placé dans un fluide immobile; la chaleur spécifique, du fluide ambiant, mesurée à pression constante; la masse spécifique du fluide et sa viscosité.

Quoiqu'il en soit la solution pratique des problèmes que pose l'étude du dégagement de la chaleur par convection a fait un très grand progrès, le jour où l'on a pu faire des expériences aux hautes températures qu'utilise actuellement l'industrie. Deux sortes de convection peuvent, ainsi, être étudiées : la convection dans le cas où la vitesse de circulation du fluide ambiant n'est pas connue — c'est la convection normale, étudiée par Dulong et Petit ainsi que par Péclet, — et la convection dans le cas où le fluide ambiant circule avec une vitesse bien déterminée.

*I. Cas où la vitesse de circulation du fluide ambiant est inconnue
et pratiquement nulle, convection normale.*

Ce premier cas est celui des barres omnibus, des fils conducteurs nus et des câbles normaux ; le second celui des câbles à huile fluide mobile.

Ce dernier problème est le plus facile à résoudre. Dans le premier cas, en effet, la vitesse inconnue du fluide est fonction des différences de densité, créées au sein de celui-ci par les températures diverses que provoque la convection elle-même. Les calculs sont, alors, en général assez laborieux. Aussi a-t-on habituellement recours à une formule empirique du type suivant :

$$Q = \alpha \cdot f(S) \cdot [T - T_0]^\gamma \cdot t$$

$f(S)$ étant une fonction des dimensions du corps en refroidissement.

Nous allons, dans de telles conditions, étudier successivement le cas des conducteurs à section circulaire et celui des conducteurs à section rectangulaire.

Conducteurs de section circulaire. — On a déterminé pratiquement les formules industrielles suivantes dans le cas de tels conducteurs, disposés parallèlement au sol. De nombreux essais ont été réalisés avec des conducteurs à section circulaire, de diamètre D , compris entre 10 et 70 mm, portés à des températures comprises entre 20 et 100°C. En moyenne, avec $f(S) = \left(\frac{1}{D}\right)^{0,25}$, le coefficient α est compris entre 3,2 pour les plus petits diamètres, et, 3,5 pour les plus grands et γ égale 1,25. On a ainsi :

$$Q = 3,2 \text{ à } 3,5 D^{-0,25} \cdot [T - T_0]^{1,25} \cdot t.$$

Nous avons également constaté que pour des conducteurs de longueur supérieure à 4 ou 500 mm., le dégagement de chaleur par convection, aux extrémités, n'intervient pratiquement pas.

Cette formule, donnant la chaleur dégagée par convection, dans le cas d'un conducteur à section circulaire posé horizontalement, est confirmée par la pratique industrielle, de sorte que l'on peut adopter sans hésitation. On prendra, couramment, une valeur moyenne de α , ce qui nous donne :

$$Q = 3,3 D^{-0,25} \cdot [T - T_0]^{1,25} \text{ par seconde.}$$

Le coefficient de convection varie évidemment, en fonction de la viscosité du fluide, c'est-à-dire pratiquement de l'état hygrométrique de l'air, et de la pureté du fluide, c'est-à-dire en fait, de la quantité de

poussières et de gaz carbonique que renferme l'air. La formule précédente correspondant à un état hygrométrique moyen, la masse d'humidité que renferme l'air est dans ce cas, 50 p. 100 de ce qu'elle serait si l'air était saturé d'humidité. Mais, si l'état hygrométrique augmente, le coefficient α croît également, ainsi pour un état hygrométrique de 80 p. 100, α atteint 3,8 ou 4.

Les poussières en suspension dans l'air interviennent aussi, comme nous venons de le signaler, dans l'évacuation de la chaleur, de même que la présence du gaz carbonique ; la chaleur dégagée étant moindre si l'air renferme des poussières et du gaz carbonique. Mais, d'une façon générale, ces facteurs sont négligeables dans le cas des câbles et de l'électrotechnique pratique. Aussi pensons-nous que les formules données ci-dessus peuvent être utilisées en toute confiance, quelque soit la valeur de ces deux facteurs.

Dans le cas des câbles nus disposés verticalement et de longueur supérieure à 1 mètre, nous avons constaté que la quantité de chaleur évacuée ne dépend pas pratiquement du diamètre D du câble. On peut alors écrire :

$$Q = 1,78 [T - T_0]^{1,35} \cdot 10^{-4}.$$

Avec des conducteurs d'une longueur supérieure à un mètre, la température dans la partie médiane de ceux-ci est d'environ 5 p. 100 plus élevée que celle des deux extrémités. Mais, il est difficile d'évaluer avec plus de précision cette différence de température que nous avons constatée notamment dans le cas des conducteurs d'un diamètre supérieur à 30 m/m.

Conducteurs de section rectangulaire. — Dans ce cas, les phénomènes de convection dépendent avant tout, de la position des barres, par rapport à leurs supports suivant qu'elles sont placées debout (fig. 18 a) ou à plat (fig. 18 b) et de la disposition verticale ou horizontale des supports.

Pour une installation faite conformément à la position a avec des supports disposés horizontalement, les essais conduisent à admettre une variation de chaleur linéaire conforme à l'expression suivante :

$$Q = \xi [T - T_0]^{1,35} \cdot 10^{-4} \text{ cal/cm}^2.$$

La position horizontale des supports avec un conducteur à plat, position b, donne une variation plus complexe de la quantité de chaleur



Fig. 18.
Disposition
horizontale
des conduc-
teurs rectan-
gulaires :
a) pose de-
bout.
b) pose à plat.

évacuée par convection. Les courbes expérimentales présentent, en effet, une allure parabolique avec leur concavité tournée vers le haut (fig. 19).

La comparaison des courbes correspondant à ces deux positions montre qu'avec la disposition *a* la convection est plus grande que dans le cas de la disposition *b*, pour les températures usuelles, mais que, pour les tempé-

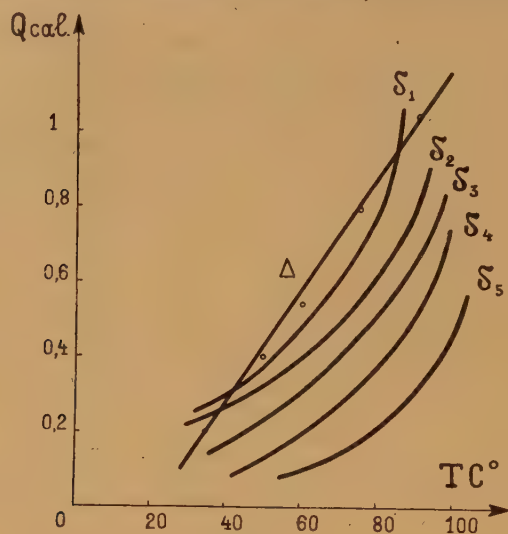


Fig. 19.

δ , courbes caractéristiques de la convection en fonction de la température correspondant à la pose *b* de la figure 18 ; et Δ courbe correspondant à la pose *a* de la même figure.

ratures plus élevées, la quantité de chaleur évacuée par convection du conducteur de la figure 18 *a* croît moins rapidement que celle émise par le conducteur de la figure 18 *b*.

La convection varie pratiquement très peu en raison des dimensions des barres considérées dans le cas de la figure 18 *a*, c'est ainsi que pour une barre de 60×5 mm., le coefficient $\xi = 1,45$ et que pour une barre de 120×10 mm. $\xi = 1,5$. Mais, par contre, les dimensions des barres influent notablement sur les phénomènes de convection, dans le cas de la pose à plat (fig. 18 *b*) ; constatations que mettent en évidence les courbes expérimentales de la figure 19.

Fig. 20.
Disposition
verticale
des supports.

Dans ce dernier cas, nous ne voyons pas la possibilité d'exprimer le phénomène à l'aide d'une formule empirique.

Si la barre est placée verticalement (fig. 20), les deux positions *a* et *b* produisent le même résultat. Le phénomène de convection est identique dans les deux cas, la chaleur évacuée étant toujours dirigée vers le haut, et se déplaçant le long de la barre. En désignant par *h* la hauteur de la barre, on aura toujours, avec un haut degré de précision :

$$Q = Ah^{-0,25}$$

ou encore :
$$Q = 1,5h^{-0,25}(T - T_0)^{1,35} 10^{-4} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec.}$$

Les dimensions des barres d'essai, dont nous nous sommes servis, ont été les suivantes (voir les courbes de la figure 19).

50 × 5*; 50 × 6; 60 × 5*; 60 × 6; 60 × 8*; 80 × 5*; 80 × 6; 100 × 5*; 100 × 10; 120 × 10; les dimensions portant une * correspondent à des barres en cuivre, les autres étant en aluminium inoxydable.

Précautions spéciales pour ces mesures. — Pour éviter qu'intervienne le mouvement du fluide extérieur, dû à des courants d'air ou à une différence de température dans des zones voisines, les barres et les câbles cylindriques que nous avons expérimentés étaient placés à 1 m 20 au-dessus du sol et parallèlement au plancher du laboratoire. Des deux côtés, nous avons disposé, en outre, des plaques de protection pour empêcher toute circulation d'air. Les dimensions du laboratoire d'essai sont, par ailleurs, telles qu'elles permettent de considérer la température ambiante comme invariable; c'est celle de 20° qui nous a paru la plus favorable à cette étude et c'est celle que nous avons adoptée pour nos expériences. Enfin, toutes les barres d'essai, à l'exception de celle de 120 × 10 mm., ont été prises d'une longueur égale à, au moins, un mètre.

II. Cas où le fluide ambiant a une vitesse de circulation connue et notable, convection forcée.

Les considérations précédentes et les résultats expérimentaux que nous avons fournis correspondent au cas d'un fluide ambiant pouvant être considéré comme se trouvant à l'état stationnaire; c'est ce que nous avons appelé la convection normale. Si, par contre, on déplace, à une vitesse uniforme, le fluide ambiant parallèlement à l'axe du conducteur, la convection en sera facilitée, elle n'aura plus lieu, comme précédemment, sous l'action unique des corpuscules chauffés, mais elle subira encore l'effet d'un courant entraînant ceux-ci; c'est ce que nous avons appelé la convection forcée.

Le fluide mobile peut être de l'air sec, mais aussi toute autre matière.

C'est ainsi le cas des câbles à fluide mobile, que nous avons signalés précédemment, dans lesquels la matière isolante se déplace régulièrement d'un bout à l'autre. La fonction, qui fait intervenir le déplacement du fluide, est alors la vitesse moyenne à laquelle les molécules de la masse isolante se déplacent dans le câble. Connaissant cette vitesse d'écoulement, nous pouvons, sans difficulté, faire la correction nécessaire, en ajoutant à la convection normale la correction supplémentaire provoquée par le déplacement du fluide ambiant. Ce facteur vitesse

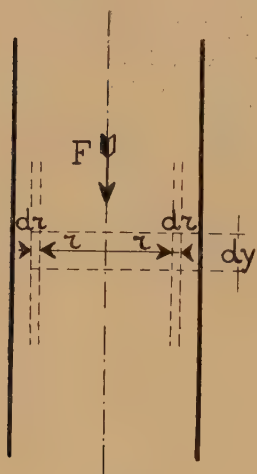


Fig. 21.
Écoulement entre deux
couches cylindriques
coaxiales.

dépend de la viscosité de la composition isolante, de ses forces de tension superficielle et de la différence de pression existant entre les divers points du fluide. Pour les câbles installés verticalement, dans lesquels l'écoulement de la matière isolante se fait uniquement sous l'action de la pesanteur, que cet isolant soit liquide ou formé d'un papier imprégné d'une matière visqueuse, il y a lieu de considérer, également, l'effet de la pression hydrostatique, dépendant de la densité de la matière isolante.

Le problème est complexe ; pour le rendre plus clair, nous simplifierons théoriquement ce mouvement. Nous supposerons d'abord que l'écoulement se fait dans l'espace cylindrique compris entre deux couches coaxiales, comprises entre les conducteurs et la gaine extérieure du câble. Un tel cas peut convenir aussi bien aux câbles à liquide mobile sous pression — cas du câble de 220000 volts de la Région Parisienne — qu'aux câbles isolés avec une matière d'imprégnation.

En second lieu, nous étudierons cet écoulement de la matière isolante, dans le cas d'un mouvement spiral du fluide, en prenant, comme espace élémentaire, les bords de deux bandes voisines du papier isolant.

Premier cas. Écoulement de la matière isolante entre deux couches cylindriques coaxiales. — Considérons une portion du câble, dont l'axe est YY'. Soit μ la viscosité de la matière isolante, dy un accroissement infiniment petit de la longueur du câble et dp la chute de pression hydrostatique correspondant à cet accroissement de longueur (voir fig. 21).

Nous pouvons poser, avec une précision suffisante, l'équation suivante, exprimant l'équilibre des forces de pression et de frottement ; ces der-

nières étant dues à la viscosité particulière du milieu isolant et' au contact de celui-ci avec les surfaces latérales de la gaine du câble et du conducteur :

$$V_m = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{r \cdot dr^2}{2r + dr} \cdot \frac{dp}{dy} = \sim \frac{1}{4\mu} \cdot dr^2 \cdot \frac{dp}{dy}$$

où V_m est la vitesse linéaire moyenne.

La quantité de la matière isolante dw , qui s'est écoulée à travers la couche cylindrique élémentaire, est égale à :

$$dW = \varpi \cdot 2 \pi r \cdot dr \cdot V_m$$

avec ϖ égal au poids spécifique de cette matière isolante.

Si nous remplaçons dans cette formule V_m par sa valeur, nous avons :

$$dW = \varpi \cdot \frac{\pi r \cdot dr^3}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dy}$$

La quantité totale de la matière isolante écoulée par seconde est ainsi égale à W , somme des quantités élémentaires dw :

$$W = \sum_0^n \varpi \cdot \frac{\pi \cdot r \cdot dr^3}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dy}$$

Désignons par ε_p l'épaisseur de la bande de papier isolante, dans le cas où l'isolant est constitué par du papier d'imprégnation. Nous aurons alors, comme épaisseur totale d'un cylindre élémentaire :

$$\varepsilon = \varepsilon_p + dr.$$

Sous cette forme, l'expression précédente, donnant la valeur de W , peut être développée en série. On a :

$$W = \varpi \cdot \frac{\pi \cdot dr^3}{2\mu} \cdot \frac{dp}{dy} [r + (r + \varepsilon) + (r + 2\varepsilon) + \dots [r + (n-1)\varepsilon]]$$

En évaluant en cm^3 la quantité de matière isolante écoulée par heure, nous pouvons simplifier l'expression. Dans le cas de l'huile minérale imprégnant le papier spécial, on a :

$$W = 32,64 \cdot \frac{dp}{dy} \cdot dr^3 \left[(n+1)r + n \frac{(n-1)}{2} \varepsilon \right] \cdot 10^5 \cdot \text{cm}^3/\text{h.}$$

formule dans laquelle n exprime le nombre des couches de papier et où l'on évalue en cm les longueurs r et ε .

Cette formule est d'interprétation physique facile. Elle montre que l'écoulement est facilité proportionnellement à ε et à dr . Il en résulte, aussi, mathématiquement, — ce qui est d'ailleurs évident, — que si l'on désire rendre la masse isolante compacte et supprimer l'écoulement de

l'huile, il faut que les couches de papier soient très bien serrées, afin de rendre dr très petit par rapport à ε_p .

Deuxième cas. Écoulement de la matière isolante suivant une courbe spirale. — Si l'on envisage l'écoulement de la matière isolante comme se faisant suivant une courbe de forme spirale, on peut écrire :

$$\xi = \frac{\sqrt{k^2 + \pi D^2}}{k}$$

ξ étant la longueur de la spirale par unité de longueur mesurée sur l'axe ; D le diamètre de la couche isolante correspondante et K l'avancement par tour dans la direction axiale.

Supposons que cet avancement soit tel que l'angle θ d'inclinaison de la spirale soit compris entre les deux valeurs 10° et 40° . On peut écrire :

$$\xi = \frac{\sqrt{k^2 + \pi D^2}}{k} = \frac{1}{\sin \theta}.$$

En égalant la force de pression à celle de frottement, nous avons :

$$V_m = \frac{\varepsilon_p^3 \cdot dr \cdot \sin \theta}{4 \mu (dr + \varepsilon_p)} \cdot \frac{dp}{dy}.$$

La quantité de la matière isolante d'imprégnation s'écoulant par un petit canal élémentaire en spirale sera, dans ces conditions :

$$dW = \pi \cdot \varepsilon_p \cdot dr = \frac{\pi \cdot \varepsilon_p^3 \cdot dr^2}{4 \mu (dr + \varepsilon_p)} \cdot \sin \theta \cdot \frac{dp}{dy}.$$

et la somme de tous ces écoulements élémentaires sera :

$$W = \sum_0^n \pi \cdot \varepsilon_p \cdot dr \cdot V_m.$$

Par cm^3 et par heure, cette quantité est, pour de l'huile minérale, avec n tours de papier isolant :

$$W = 51,84 \cdot \frac{\varepsilon_p^3 \cdot dr^2 \cdot n}{\varepsilon_p + dr} \cdot \sin \theta \cdot \frac{dp}{dy}.$$

L'une et l'autre des formules, auxquelles nous aboutissons dans l'étude des deux cas précédents, montrent quelles sont les conditions d'écoulement de la matière d'isolement ; et, grâce à celles-ci, nous pouvons, en connaissant la chute de pression hydrostatique le long du câble, déduire, par simple calcul, l'accélération de la convection c'est-à-dire, la chaleur dégagée par convection de ces câbles.

Lorsque l'écoulement se produit dans l'espace disposé le long de la

gaine de plomb, il prend alors sa valeur maxima, car c'est précisément sous une telle gaine que ce produit l'espace annulaire le plus grand.

Dans ce cas, l'équation précédente subsiste, pouvant elle-même être déduite de l'équation symbolique :

$$L^3 T^{-1} = (F L^{-2} T)^{\alpha} \cdot (M L^{-3})^{\beta} \cdot (F M^{-1})^{\gamma} \cdot L^{\delta}.$$

L'égalisation des potentiels de même valeur permet de déduire les grandeurs α , β , γ , δ . On a, en effet :

$$\begin{aligned} 2\alpha + 3\beta - \delta + 3 &= 0 \\ \alpha + 1 &= 0 \quad \text{et} \quad \alpha + \gamma = 0 \\ \beta &= \gamma \end{aligned}$$

avec

On en déduit :

$$\alpha = -1, \beta = \gamma = 1 \quad \text{et} \quad \delta = 4$$

d'où $L^3 \cdot T^{-1} = (F L^{-2} T)^{-1} \cdot (M L^{-3})^1 \cdot (F M^{-1})^1 \cdot L^4.$

L'équation finale est de la forme :

$$W_p = K \frac{\delta \cdot g \cdot \varepsilon'^4}{\mu} \cdot \frac{r_0}{\varepsilon_p} = K \frac{\delta \cdot g \cdot \varepsilon_p'^3}{\mu} \cdot r_0$$

avec δ la densité, g l'accélération due à la pesanteur, ε_p' la distance entre la dernière couche de papier et la gaine de plomb, μ , la viscosité de la composition, r_0 le rayons du canal cylindrique d'écoulement.

La comparaison avec la formule précédente permet de définir, par

analogie, la valeur de $\frac{K}{\mu}$, dans le cas de l'huile minérale ;

on a alors : $W_p = 51,84 (\delta \cdot g \cdot \varepsilon_p'^3 \cdot r_0).$

CHAPITRE V

ÉTUDE SUR LA CHALEUR DÉGAGÉE PAR UN CABLE ÉLECTRIQUE EN FONCTION DE LA NATURE DU TERRAIN DANS LEQUEL IL EST PLACÉ ET SUR L'ÉCHAUFFEMENT DES CONDUCTEURS PAR RAPPORT A LA GAINÉ PROTECTRICE DU CABLE.

Les problèmes, que nous avons jusqu'ici examinés, se rapportent à des phénomènes physiques concernant les conducteurs eux-mêmes nus ou enveloppés d'une gaine protectrice. Nous avons étudié, également, le phénomène de convection suivant la position des conducteurs. Il nous reste à examiner, à présent, l'influence du milieu extérieur sur la chaleur dégagée par les câbles électriques et l'échauffement des conducteurs par rapport à leur gaine isolante.

Exposé du problème. — Les câbles traversés par le courant électrique s'échauffent à la fois sous l'action d'un phénomène électrique : l'effet Joule, et d'un phénomène thermique : la propagation de la chaleur dans le câble.

Or si la production de la chaleur par le courant électrique suivant l'effet Joule est un phénomène parfaitement connu et faisant l'objet d'une loi précise, par contre, les phénomènes thermiques se produisant dans les câbles ont été moins étudiés et méritent d'être examinés avec attention, en particulier dans le cas des câbles souterrains. Les phénomènes thermiques se produisant alors sont, en effet, beaucoup plus compliqués que ceux notés dans les lignes aériennes, car les effets physiques du milieu dans lequel est placé un câble souterrain, que ce soit de la terre sablonneuse ou humide, sont notablement plus importants que ceux provenant de la température ou de l'état hygrométrique de l'air ambiant dans le cas des lignes aériennes.

Il y a lieu de préciser, d'ailleurs, que la quantité de chaleur qui se dégage d'un câble, ne provient pas seulement de l'effet Joule, qui se produit dans ses conducteurs, mais aussi de celui dû aux courants

de Foucault, qui prennent fréquemment naissance dans la gaine protectrice et dans l'armature extérieure du câble, parfois en acier; ainsi que de l'effet Joule dû aux pertes diélectriques, fonction de la résistance thermique de la matière isolante.

On peut ainsi considérer la température des conducteurs comme la somme de trois températures : 1^o la température ambiante, dans le voisinage du câble ; 2^o la température relative de la gaine protectrice extérieure du câble, en plomb généralement, par rapport à la température ambiante précédente ; enfin 3^o la température relative du conducteur par rapport à la gaine de plomb. Nous allons successivement déterminer les phénomènes qui interviennent pour modifier ces trois températures.

§ I. ECHAUFFEMENT DES CONDUCTEURS PAR RAPPORT A LA GAINE PROTECTRICE DU CÂBLE

Cet échauffement dépend évidemment de la quantité de chaleur dégagée par l'effet Joule, dans les conducteurs, de la composition du câble, et de la conductibilité thermique de ses différents éléments.

La quantité de chaleur émise par une portion du câble, de longueur égale à l'unité, est donnée en calories par la formule suivante dans le cas d'un câble pour courant triphasé :

$$Q = 0,24 \times 3 \times RI^2 \text{ cal.}$$

et dans le cas normal de conducteurs en cuivre électrolytique on a :

$$Q = 0,24 \times 3 \times \frac{1,6}{S} \times 10^{-2} \times I^2 \text{ cal.}$$

Pour un tel câble de 70 m/m² de section, isolé pour 10 000 vols, nous adopterons pour coefficient moyen de conductibilité thermique, — ce que nous désignons également dans notre thèse sous le nom de coefficient de chaleur spécifique — :

$$q_c = 1,75.10^{-3}, \text{ conformément à notre dernière formule.}$$

C'est, par définition, la chaleur dégagée par centimètre carré de la surface du câble.

En ce qui concerne, en second lieu, la structure interne du câble, nous pouvons adopter la règle généralement admise suivant laquelle on peut considérer comme isotherme une surface cylindrique également distante d'un cylindre fictif enveloppant les conducteurs et la surface extérieure cylindrique, généralement en plomb, entourant le câble.

Soit R' le rayon du cylindre imaginaire équidistant des deux autres et R le rayon intérieure du cylindre de plomb entourant le câble. On obtient alors un accroissement de chaleur du plomb par rapport aux conducteurs en cuivre électrolytique, donné par la formule suivante, dans le cas d'un courant triphasé :

$$\Delta Q = 0,24 \times 3 \times \frac{1,6}{S} \times 10^{-2} \times \frac{I^2}{2\pi q_c} \times \log \frac{R}{R'}$$

En désignant par d le diamètre d'un des conducteurs et par ε l'épaisseur de la gaine concentrique de chaque conducteur, s'il en existe une, nous pouvons formuler cette expression de la manière suivante

$$\Delta Q = 1,6 \left[\frac{I}{d} \right]^2 \cdot 10^{-3} \cdot \log_{10} \frac{R}{d + 0,5 \cdot \varepsilon}$$

et, au cas où $\varepsilon = 0$, on a :

$$\Delta Q = 1,6 \left[\frac{I}{d} \right]^2 \cdot 10^{-3} \cdot \log_{10} \frac{R}{d} \quad (1)$$

Erreur relative moyenne de la formule donnant l'échauffement des conducteurs par rapport à la gaine protectrice et valeur pratique de cette formule.

— En appliquant la formule (1) à différents câbles de construction courante, nous avons obtenu les résultats suivants :

1^o Nous utilisons un câble de 35 mm de section, avec $d = 0,75$ cm, $\varepsilon = 0,30$ cm et $R = 1,76$ cm. En portant à 15°C les conducteurs électriques de ce câble, sous une tension de 10 000 volts, on obtient, par le calcul, en partant de la formule précédente, $I = 140$ ampères et, expérimentalement, on mesure $I = 131$ ampères. L'erreur relative est donc

$$\varepsilon_r = \frac{140 - 131}{140} \times 100 = 6,3 \text{ p. } 100.$$

2^o Nous utilisons un câble de 50 mm² de section, avec $d = 0,92$ cm, $\varepsilon = 0,30$ cm et $R = 1,95$ cm. En portant à la même température de 15°C les conducteurs électriques du câble, on obtient par le calcul, $I = 175$ ampères et expérimentalement $I = 170$ ampères. L'erreur relative est donc :

$$\varepsilon_r = \frac{175 - 170}{175} \times 100 = 2,9 \text{ p. } 100.$$

3^o Nous employons un câble de 95 mm² de section, avec $d = 1,26$ cm, $\varepsilon = 0,30$ cm, $R = 2,30$. Si nous portons à la même température de 15°C les conducteurs électriques de ce câble, nous avons, par le calcul, $I = 270$

ampères, tandis qu'expérimentalement $I = 258$ ampères. L'erreur relative est donc :

$$\varepsilon_r = \frac{270 - 258}{270} \times 100 = 5,5 \text{ p. } 100.$$

4° Enfin, nous employons un câble de 95 mm² de section avec $d = 1,26$ cm, $\varepsilon = 0,60$ cm, $R = 2,60$ cm. Si nous portons à la même température de 15°C les conducteurs électriques de ce câble, nous avons par le calcul, $I = 260$ ampères, tandis qu'expérimentalement $I = 234$ ampères. L'erreur relative est donc :

$$\varepsilon_r = \frac{260 - 234}{260} \times 100 = 10 \text{ p. } 100.$$

Dans les précédentes formules, l'accroissement de chaleur des conducteurs en cuivre par rapport à la gaine en plomb du câble a été déterminé, en appliquant la formule de la variation de la résistance d'un conducteur électrique en fonction de la température.

Les formules précédentes sont d'une application très facile. Elles permettent même de construire un appareil de mesure, susceptible d'indiquer directement, en fonction de l'intensité du courant, les quantités de chaleur dégagées. Mais l'hypothèse d'une surface cylindrique isotherme entre les conducteurs et l'extérieure de la gaine isolante n'est pas d'une précision suffisante, car l'erreur relative obtenue à l'aide des formules découlant de cette hypothèse est en moyenne de l'ordre de 5 p. 100, ce qui est relativement grand. Ces formules ne peuvent ainsi être utilisées que dans des cas n'exigeant pas une grande précision.

§ II. INFLUENCE DE LA NATURE DU TERRAIN SUR LA CHALEUR DÉGAGÉE PAR UN CÂBLE ENTERRÉ

Température du sol suivant sa nature et sa profondeur. — Dans le cas d'un câble enfoui dans le sol — ce qui fait plus particulièrement l'objet de cette étude — ou plus exactement d'un câble posé dans un caniveau spécialement aménagé et recouvert de terre, l'échauffement de la gaine protectrice n'est pas le même que lorsque le câble est entouré d'air de tous côtés. La nature du terrain recouvrant le câble change même, dans une grande proportion, les résultats des mesures. Selon que le terrain est sec ou marécageux, argileux ou sablonneux, l'échauffement du câble diffère. La température extérieure du câble peut passer ainsi de 10°C à 40°C suivant la nature du sol, les mesures étant effectuées à 0,80 m de

profondeur. C'est à l'aide du thermomètre de Maxant qu'ont été effectuées les mesures ; mais pratiquement on emploiera dans ce but des sondes à résistance.

Les résultats des mesures en question font l'objet des courbes expérimentales ci-dessous.

La figure 22 se rapporte à un terrain sablonneux. La partie droite de la figure représente les variations de la température de l'air atmosphérique au-dessus du niveau du sol, le jour de l'expérience dans le courant du mois de juin 1937. Ces mesures ayant été prises d'heure en heure de

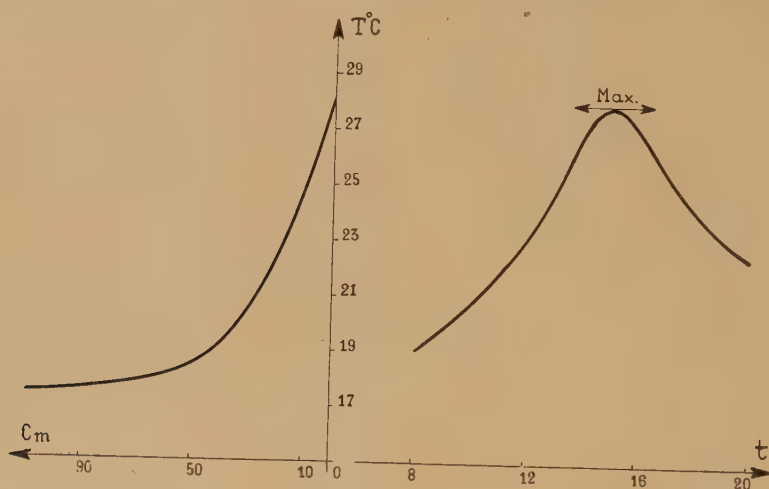


Fig. 22.
Terrain sablonneux à humidité moyenne.

huit heures à seize heures. On voit que l'amplitude maxima, de cette variation de température est de $27^{\circ}\text{C} - 16^{\circ}\text{C} = 11^{\circ}\text{C}$. La partie gauche de la figure représente les températures à diverses profondeurs du sol au moment où la température atmosphérique est maxima, c'est-à-dire égale à 28°C , ce qui s'est produit à quinze heures.

La figure 23 se rapporte à un terrain schisteux et comporte les mêmes renseignements que la figure 22. Les mesures ont été faites au mois de juillet 1937.

Enfin la figure 24 pour laquelle les mesures ont été également prises au mois de juillet 1937, concerne un terrain argileux, rendu artificiellement marécageux.

Toutes ces mesures ont été prises au polygone de l'Ecole Spéciale des

Travaux Publics et, comme nous venons de le préciser, dans les mois les plus chauds de l'année.

Elles permettent de conclure que la température varie sensiblement

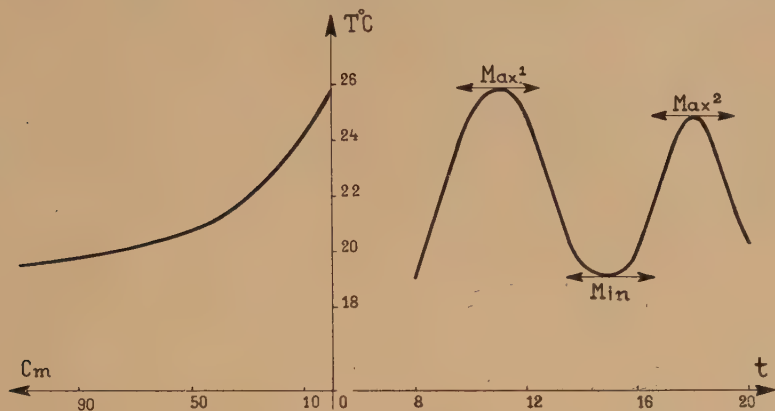


Fig. 23.
Terrain shisteux à humidité normale.

au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans le sol. Pour un câble enfoui à 0,80 m de profondeur, ce qui est la profondeur normale, la température maxima autour du câble peut être considérée comme à peu près cons-

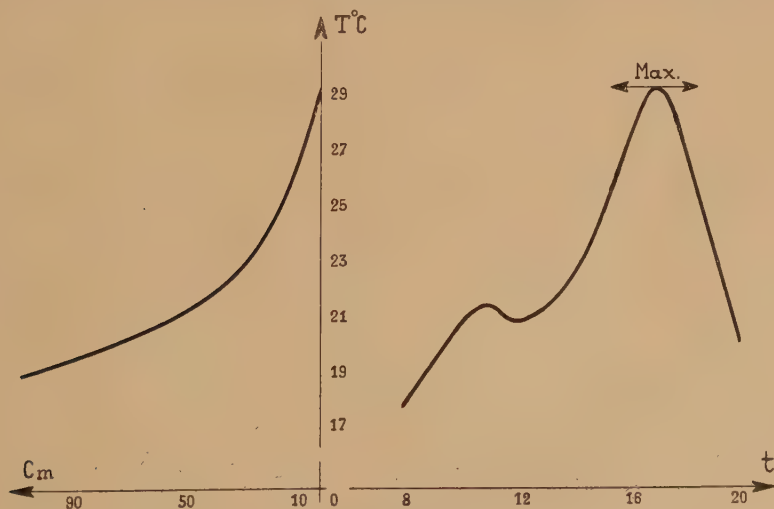


Fig. 24.
Terrain argileux rendu artificiellement marécageux

tante, quelle que soit la nature du terrain et égale à 20°C , dans les conditions de ces expériences, faites au cours de l'été.

Echauffement de la gaine protectrice par rapport au sol. — Les courbes de la partie gauche des figures ci-dessus, nous donnent les variations de température du sol, en fonction de sa nature et de la profondeur, lorsque la température atmosphérique est maxima.

Au même moment, nous avons relevé, à l'aide du thermomètre de Maxant, la température de la partie extérieure du câble, suivant le dispositif représenté sur la figure 25.

Ainsi, pour un câble triphasé de 95 mm^2 de section, isolé pour une

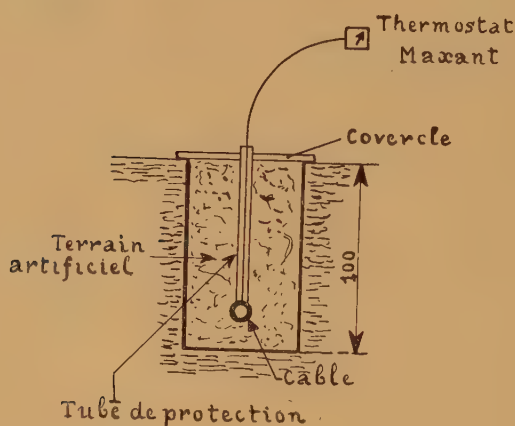


Fig. 25.
Installation des mesures souterraines.

tension de service de 30 000 volts et armé d'une gaine métallique, que nous avons enfoui dans le sol à 0,80 m de profondeur, nous avons enregistré un accroissement de température du câble par rapport au sol ambiant de $6,3^{\circ}\text{C}$, avec une intensité du courant égale à 150 ampères. Ce câble d'un diamètre extérieure de 56 mm. et d'une surface latérale par unité de longueur de $19,5\text{ cm}^2$ dégageait 0,34 calories.

Nous avons donc, pour un courant de 150 ampères, un $\Delta t = 6,3^{\circ}\text{C}$. Comme $Q = 0,24 \cdot RI^2$, I^2 étant proportionnel à la température t° , nous pouvons construire une droite représentative Δ_1 (fig. 26) qui passe par l'origine des coordonnées et par le point M. Cette droite permet de déterminer, pour chaque intensité du courant, l'échauffement de la gaine de plomb. Q est ainsi une fonction linéaire de I^2 .

La surface latérale du plomb étant de $19,5 \text{ cm}^2$ et dégagant dans le cas que nous venons d'étudier 0,34 calories, le coefficient de convection sera alors :

$$q_c = 1,75 \cdot 10^{-3} \text{ cal. /cm.}$$

Dans une autre expérience, nous utilisons un câble pour courant triphasé de $3 \times 50 \text{ mm}^2$, isolé pour 11 000 volts, armé sans être métallisé, le diamètre extérieure du plomb étant de 38 mm. avec 4 mm. d'isolement. Ce câble est enfoui dans un terrain argileux rendu marécageux, à une

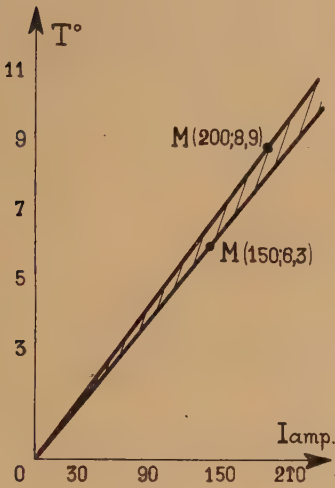


Fig. 26.

Graphique d'échauffement total
d'un câble $3 \times 95 \text{ mm}^2$.

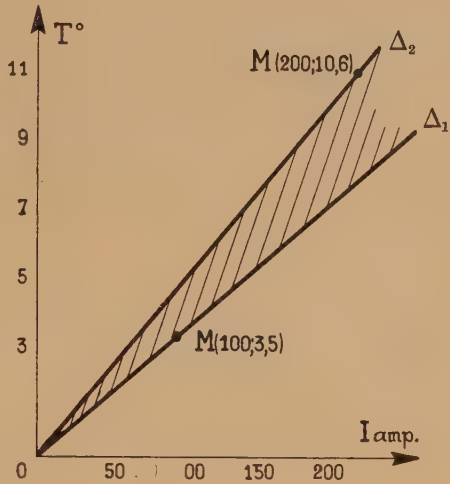


Fig. 27.

Graphique d'échauffement total
d'un câble de $3 \times 50 \text{ mm}^2$.

profondeur de 0,80 m. Pour un courant de 100 ampères, on trouve dans ce cas un échauffement de $3,5^\circ\text{C}$. Nous pouvons ainsi tracer la droite Δ_1 (fig. 27), en déterminant la point M'. Le coefficient de convection est ici : $q_c = 1,3 \cdot 10^{-3}$, la chaleur dégagée par seconde et par unité de longueur sur la partie latérale du câble étant de 0,5 calories pour une surface de $11,9 \text{ cm}^2$.

Une série d'essais effectués dans des terrains de nature différente, nous ont permis d'établir les coefficients de convection ou chaleur spécifiques suivantes, dans le cas du câble, dont nous venons de citer les

caractéristiques et traversé par un courant de même intensité. On a ainsi pour q_c :

dans un terrain argileux et marécageux..	...	$0,75 \cdot 10^{-3}$	environ
dans de la terre noire.....		$1,20 \cdot 10^{-3}$	»
dans un terrain schisteux impur.....		$1,30 \cdot 10^{-3}$	»
dans un terrain sablonneux.....		$1,50 \cdot 10^{-3}$	»

Si l'on suppose que le terrain traversé par le câble est constituée par le mélange des quatre natures de terre précédentes, on peut admettre une valeur moyenne de $q_c = 1,2 \cdot 10^{-3}$.

Calcul de l'échauffement du câble à l'aide de la chaleur spécifique moyenne, indiquée précédemment, et approximation obtenue dans ce cas. — Si nous introduisons le coefficient moyen de chaleur spécifique, que nous venons d'indiquer, dans la formule suivante :

$$\Delta Q = \frac{1}{q_c} \cdot 7,6 \cdot \left(\frac{I}{d}\right)^2 \cdot \frac{1}{S} \cdot 10^{-6}$$

nous obtenons :

$$\Delta Q = \frac{7,6}{1,2} \cdot \frac{10^{-6}}{10^{-3}} \cdot \left(\frac{I}{d}\right)^2 \cdot \frac{1}{S} = 6,35 \left(\frac{I}{d}\right)^2 \cdot \frac{1}{S}.$$

Pour un câble de $3 \times 95 \text{ mm}^2$ de section avec une tension de 3 000 volts et une intensité de courant $I = 200$ ampères, nous trouvons un échauffement du câble de $8,9^\circ\text{C}$. Cela nous donne la droite Δ_2 , qui est assez voisine de la droite, expérimentalement déterminée, Δ_1 tout au moins pour les intensités de faible et moyenne grandeur (voir fig. 26).

Pour un câble de $3 \times 95 \text{ mm}^2$ de section, avec une tension de 10 000 volts, et une intensité $I = 225$ ampères, nous trouvons un échauffement du câble de $10,6^\circ\text{C}$.

Pour un câble de $3 \times 50 \text{ mm}^2$ de section, avec une tension de 11 000 volts et la même intensité du courant, l'échauffement est de $9,2^\circ\text{C}$.

Enfin, pour un câble de $3 \times 35 \text{ mm}^2$ de section, avec une tension de 11 000 volts et une intensité de 125 ampères, on a un échauffement du câble de 12°C (voir fig. 27).

§ III. CONCLUSIONS A TIRER AU POINT DE VUE INDUSTRIEL

De ces essais, on peut tirer, au point de vue industriel, la conclusion suivante : avant de faire l'étude purement électrique d'un câble, il convient d'en faire une étude thermique en tenant compte notamment du

terrain dans lequel il doit être posé. La connaissance des conditions thermiques de fonctionnement d'un câble, que celles-ci soient calculées à l'aide des coefficients de chaleur spécifique et de la formule indiquées ci-dessus, ou même qu'elles soient mesurées expérimentalement, permettrait, en effet, de réaliser parfois des formes de câbles plus économiques ou mieux adaptées.

Pour connaître, en outre, au moment de réaliser des projets d'installation de câbles souterrains, les différents régimes thermiques de ceux-ci dans les terrains qui doivent être rencontrés, il suffirait de déterminer pour chacun de ces terrains le faisceau de droites, correspondant aux fonctions $\Delta = f(I^2)$ des câbles considérés. Ces graphiques, donnant la température des câbles en fonction de l'intensité du courant seraient d'un emploi facile et constitueraient un auxiliaire précieux pour assurer une meilleure utilisation des câbles électriques.

CHAPITRE VI

ÉTUDE D'UN CAS PARTICULIER : L'EFFET THERMIQUE PROVOQUÉ PAR UNE CANALISATION PRINCIPALE SUR UN BRANCHEMENT SECONDAIRE

§ I. CAS DE DEUX CONDUCTEURS A. DEUX RÉGIMES THERMIQUES DIFFÉRENTS

Envisageons une conduite électrique C en contact en un point M avec une canalisation auxiliaire γ (fig. 28). Supposons que la température pro-

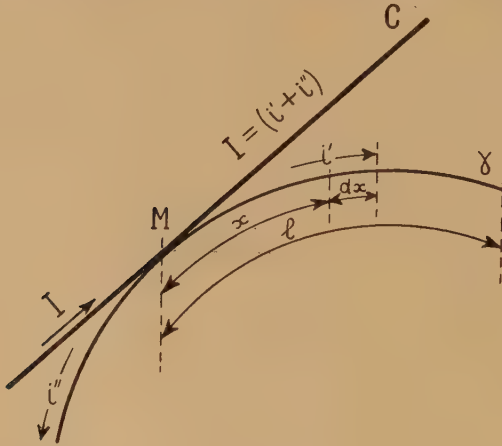


Fig. 28.

Représentation schématique de deux conducteurs en contact portés à des températures différentes.

duite par l'effet Joule dans le conducteur C soit supérieure à celle produite, de même, dans le branchement γ , parcouru par le courant i' , fraction du courant principal I . En d'autres termes, nous envisageons deux systèmes à conduction thermique différente, les systèmes C et γ . Nous supposons, ce qui est le cas général dans la pratique, qu'à l'endroit du contact se

produit un effet exothermique, c'est-à-dire un suréchauffement dû au passage du courant $I = i + i'$. Nous avons, ainsi, à considérer l'ensemble de l'effet thermique qui est dû, d'une part, à l'effet Joule, tel qu'il se produirait s'il n'y avait pas de surchauffe au point M, c'est-à-dire $q = 0,24 ri^2$, et, d'autre part, à la propagation de la chaleur le long de γ , mesurée à partir du point M. C'est précisément cette propagation de la chaleur le long du conducteur secondaire qui va retenir notre attention.

Appelons θ la température due à la surchauffe au point M, c'est-à-dire la température supplémentaire produite en ce point par rapport à celle due à l'effet Joule.

Soit x , la distance d'un point quelconque du conducteur γ à partir du point M ;

S , la surface extérieure en cm^2 d'un cm de longueur du conducteur γ ;

Ω , la section de ce conducteur, supposée constante ;

λ , le coefficient de conductibilité thermique de la connexion γ , et q le coefficient de convection thermique de la surface de cette même connexion.

Nous pouvons alors écrire :

$$\theta = \left(\frac{\Omega}{q} \cdot \frac{\lambda}{S} \right) \frac{d^2 \theta}{dx^2} \quad \text{ou} \quad \frac{d^2 \theta}{dx^2} = \frac{q}{\lambda} \cdot \frac{S}{\Omega} \theta.$$

C'est une équation différentielle du second ordre, sans second membre, que nous pouvons facilement supposer à coefficient constant avec :

$$\frac{q}{\lambda} \cdot \frac{S}{\Omega} = a^2.$$

Nous avons ainsi exprimé sous forme différentielle la loi qui régit la répartition de la température le long de la connexion M γ :

$$\frac{d^2 \theta}{dx^2} - a^2 \theta = 0.$$

L'équation caractéristique est $r^2 - a^2 = 0$, avec $r = \pm a$, d'où l'intégrale particulière :

$$\theta = C_1 e^{ax} + C_2 e^{-ax}.$$

La détermination des constantes C_1 et C_2 est facile, si nous admettons qu'à l'origine :

$$x = 0, \theta = \theta_0, \quad \text{d'où} \quad \theta_0 = C_1 + C_2.$$

et qu'à l'extrémité du conducteur :

$$x = l, \theta = \theta_l, \quad \text{d'où} \quad \theta_l = C_1 e^{al} + C_2 e^{-al}.$$

L'élimination des constantes C_1 et C_2 entre les deux dernières équations, nous donne l'intégrale cherchée :

$$\theta = \frac{\theta_l - \theta_0 e^{-al}}{e^{al} - e^{-al}} e^{ax} + \frac{\theta_0 e^{al} - \theta_l}{e^{al} - e^{-al}} e^{-ax} \quad (1)$$

avec
$$a = \sqrt{\frac{q}{\lambda} \cdot \frac{S}{\Omega}}.$$

La répartition de la température excédentaire θ , due au contact M, nous est donc donnée par l'expression (1), qui nous permet de déterminer la quantité de chaleur mise ainsi en jeu en un point x , entre le point de contact et le point final.

Le flux de chaleur Φ_γ passant au point de contact M de la canalisation principale C dans le conducteur γ n'est autre que la dérivée première de θ .

$$\Phi_\gamma = -\lambda \Omega \frac{d\theta}{dx} \quad (2)$$

La différentiation de l'équation (1) et la substitution dans l'équation (2) de $\frac{d\theta}{dx}$ par sa valeur, nous donne :

$$\Phi_\gamma = -\lambda \Omega \frac{a}{e^{al} - e^{-al}} [\theta_l (e^{ax} + e^{-ax}) - \theta_0 (e^{a(x-l)} + e^{a(x+l)})]. \quad (3)$$

Par conséquent, le flux de chaleur pénétrant en M dans la canalisation γ , par convection, sera :

$$\Phi_{\gamma 0} = -\lambda \Omega \frac{a}{e^{al} - e^{-al}} [2\theta_l - \theta_0 (e^{al} + e^{-al})]$$

et le flux aboutissant au point final de γ :

$$\Phi_{\gamma l} = -\lambda \Omega \frac{a}{e^{al} - e^{-al}} [\theta_l (e^{al} + e^{-al}) - 2\theta_0].$$

Il s'en suit que :

$$\varphi = \Phi_{\gamma 0} - \Phi_{\gamma l} = (\theta_l + \theta_0) [2 - (e^{al} + e^{-al})] \lambda \Omega \frac{a}{e^{al} - e^{-al}}.$$

C'est l'expression de la loi régissant la dispersion de la chaleur vers le milieu extérieur, tout le long du conducteur γ , à partir du point M, où $x = 0$, jusqu'au point où $x = l$.

Application. — La théorie que nous venons d'exposer a des conséquences pratiques importantes. En effet, si l'on considère les connexions auxiliaires desservant les appareils de mesure, contrôlés et mis au point

en tenant compte uniquement de l'effet Joule, on constate que, dans certains cas, des erreurs appréciables pourraient se produire avec toutes leurs graves conséquences. La normalisation de ces appareils de mesure, due à des ententes entre les syndicats professionnels, a permis d'unifier la température maxima à laquelle doivent être portés les appareils ; c'est ainsi qu'en Europe on a adopté la température de 75° C. Supposons, dans ces conditions, qu'utilisant comme conducteur un métal électrolytique, on veuille porter sa température en service normal à 90° C, la différence de température de 15° entre la canalisation principale et la ligne secondaire serait amplement suffisante pour donner naissance à un flux de chaleur Φ_γ , exprimé par la formule (3) dirigé vers l'appareil de mesure. Avec un wattmètre électromagnétique ordinaire, branché à l'extrémité d'un conducteur de 1 m., d'une section normale eu égard à l'effet Joule, l'erreur qui en résulterait, avec un courant alternatif, dépasserait souvent, ce qui dépend de la solidité des appareils, 3 p. 100 de l'erreur normalement admise. Avec un ampèremètre thermique muni d'un fil de 2 m., cette température additionnelle ne se fait pas sentir à l'appareil. Mais si un tel appareil construit pour des fréquences industrielle, est pourvu d'un fil de 1 m., l'erreur enregistrée dépasse couramment 5 p. 100.

Ces erreurs de mesure, dont il est très facile de contrôler l'importance, montrent que, dans bon nombre de cas, l'on a tort de considérer comme négligeable l'effet de la surchauffe du conducteur secondaire, au voisinage de son branchement. Nous insistons sur l'importance de ce facteur dans l'emploi des appareils de mesure, des disjoncteurs et des relais de déclenchement.

Pour remédier à cet inconvénient, il y a lieu de déterminer le point L du conducteur γ , où la surchauffe devient nul. Dans ce but nous préconisons l'application du principe de la mesure de la conductibilité thermique d'un fil métallique, tendu entre deux points à des températures différentes : θ_1 et θ_2 . Cette méthode est due, croyons-nous, au physicien anglais, C. Lees, et nous la trouvons indiquée en 1907, à propos de la mesure de l'air liquide. Elle consiste à disposer entre deux points, portés à des températures différentes θ_1 et θ_2 et séparés par une distance, l , un thermo-élément bien approprié ou simplement un thermomètre sensible.

Conformément à l'expression théorique : $\Phi_\gamma = -\lambda \Omega \frac{d\theta}{dx}$, la formule pratique prend alors la forme : $\Phi_\gamma = \lambda \Omega (\theta_1 - \theta_2)$, durant chaque seconde.

Dans le même ordre d'idée Kohlrausch qui a proposé, à peu près en même temps que Straneo, l'utilisation du courant électrique pour la mesure de la thermo-conductibilité, utilisait une tige métallique joignant deux points portés à la même température ; par suite du passage du courant, la température s'élevait et atteignait son maximum, au milieu de la tige. Depuis lors, cette méthode a été perfectionnée par MM. P. Ver-
notte et Pellegrin, ainsi que par MM. H. Grégory et C. Archer.

Dans le cas présent, nous proposons d'utiliser les principes des procédés Lees et Kohlrausch ; la méthode préconisée consistant à faire complètement disparaître la quantité $\Phi_{\gamma l}$ c'est-à-dire à dégager entièrement

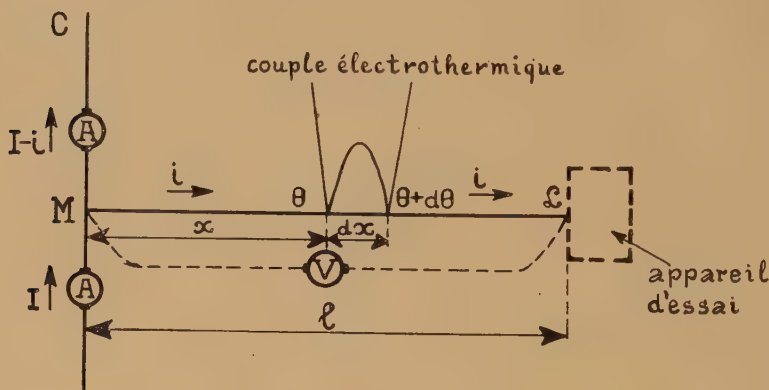


Fig. 29.

Représentation schématique du dispositif de mesure de la conductibilité thermique d'un fil métallique.

dans le milieu ambiant, jusqu'au point L du conducteur γ , le flux de chaleur produit au point M, du fait des différences de température existant entre les conducteurs C et γ (fig. 29). C'est pour cette raison que, tout le long de la connexion γ , l'accroissement $d\theta$ doit être négatif. Il faut donc qu'au point L, l'effet de la surchauffe, produite en M, soit pratiquement disparu, c'est-à-dire que $\theta_l = 0$. Cette condition entraîne alors des valeurs particulières pour les constantes C_1 et C_2 , qui seront de la forme :

$$C_1 = \frac{-\theta_0 e^{-al}}{eal - e^{-al}} \quad \text{et} \quad C_2 = \frac{\theta_0 eal}{eal - e^{-al}}$$

définissant ainsi une nouvelle solution d'intégrale, imposée par des

considérations techniques. La répartition de la température, le long de la connexion γ , entre M et L, devient :

$$\theta = \frac{-\theta_0 e^{al}}{e^{al} - e^{-al}} e^{ax} + \frac{\theta_0 e^{al}}{e^{al} - e^{-al}} e^{-ax}, \text{ avec } a = \sqrt{\frac{q}{\lambda} \cdot \frac{S}{\Omega}}.$$

La vérification peut se faire au moyen d'un dispositif de mesure, représenté schématiquement sur la figure 28. Il est tiré de la combinaison des procédés Lees-Kohlrausch ainsi que nous venons d'indiquer.

En déplaçant, le long de la connexion γ , un thermomètre sensible ou un couple thermo-électrique — c'est ainsi que nous nous sommes servis d'un couple en chromel-alumel à caractéristique linéaire — on peut vérifier, en chaque point, la précision de la valeur théorique de θ , avec $\theta_l = 0$. Grâce à cette dernière condition, toute la chaleur produite au point M, se propageant le long de la connexion γ se trouve dispersée dans l'air ambiant au point L.

L'échauffement des conducteurs se faisant par le passage du courant, on peut donc élever à volonté leur température, afin de rendre les lectures plus faciles, tout en respectant la proportion qui existe en I et i . La différence de température au point de contact M sera, de ce fait, toujours conservée.

L'intensité du courant i est généralement très faible par rapport à I ; aussi peut-on la négliger dans la partie du conducteur C, située après la point M et admettre que tout le conducteur C est parcouru par un courant de même intensité I. Mais, pour une mesure précise, il conviendrait d'employer une source auxiliaire, une batterie d'accumulateurs, par exemple, qui alimenterait indépendamment la connexion γ . Un volt-mètre, avec une grande résistance disposée en série, pourrait nous renseigner, de temps en temps, sur le régime électrique de ce branchement γ . Pratiquement, la condition requise $\theta_e = 0$ pourrait être facilement réalisée en agissant sur la longueur l du fil.

Mais industriellement, il serait plus facile de réaliser des cosses spéciales de connexion, susceptibles, en raison de formes particulièrement étudiées, de disperser par leur surface toute l'énergie calorifique produite au contact.

Ainsi se présente la question, relative à la connexion de deux conducteurs à des températures différentes. Elle nous paraît jouer un rôle d'une certaine importance dans les mesures électriques et, d'une façon générale, en Electrotechnique.

§ II. OXYDATIONS AUX CONTACTS

La question des oxydations aux contacts joue également un rôle très important. On sait, en effet, que les métaux bons conducteurs de l'électricité comme le cuivre, l'aluminium ou le fer, s'oxydent assez facilement et que, si le contact électrique est mal établi, une pellicule d'oxyde se forme et augmente dans des proportions parfois considérables la résistivité du conducteur en ce point.

Il est facile de montrer, expérimentalement, que cette couche d'oxyde peut devenir telle que la résistance du circuit atteigne dix fois, et même davantage sa valeur normale. Un échauffement exagéré au contact finirait même par provoquer une détérioration partielle ou complète du circuit. De plus, l'expérience montre — ce qu'il est facile de vérifier en laboratoire, — que la formation d'une telle couche d'oxydation est grandement favorisée par l'élévation de la température. Il s'en suit qu'il y a ici, en quelque sorte, une auto-génération de la pellicule d'oxyde : sa formation primitive augmentant la résistance et celle-ci faisant croître aussitôt la température, qui favorise le développement de l'oxydation. Quand il s'agit de contacts hétérogènes, les phénomènes se compliquent encore davantage : ainsi avec un contact Cu-Fe l'oxydation est environ le double qu'avec un contact Cu-Cu ; de même avec un contact Cu-Al, l'oxydation est 1,7 fois plus grande qu'avec un contact Cu-Cu.

L'oxydation se forme surtout dans une atmosphère humide ou en présence de gaz carbonique.

L'importance de cette question est évidente ; aussi des essais systématiques sont-ils entrepris, depuis longtemps, dans l'industrie ; et de nombreuses études sur ce sujet ont fait l'objet de publications dans les revues techniques, mais les renseignements que l'on y peut recueillir correspondent seulement à des températures de 60 à 70°C. Pourtant, la formation de la couche d'oxyde est beaucoup plus rapide si la température s'élève davantage ; ainsi, si l'on porte un échantillon à 120°C, pendant deux heures, il se produit une couche d'oxydation notablement supérieure à celle qui se forme avec un échantillon dont la température a été maintenue à 70° seulement, pendant le même laps de temps.

Pour terminer, signalons que cette oxydation au contact se forme aussi bien dans le cas des câbles protégés que dans celui des conducteurs nus.

BIBLIOGRAPHIE

1. L. TCHIASSNY. — *Magnetické poměry v souběžných vodičích, obzvláste v silnoprúdových kabelech* (Elektrotechnický obzor, 1937).
 2. JAMES CLARK MAXWELL. — *A Treatise on Electricity and Magnetism*, 1873.
 3. HARVEY L. CURTIS. — *An Integration Method of Deriving the Alternating-Current Resistance and Inductance of Conductors* (Scientific Paper of the Bureau of Standards, Washington, n° 374, 1920).
 4. Charles MANNEBACK. — *An Integral Equation for Skin Effect in Parallel Conductors* (Bulletin of the Massachusetts Inst. of Technology, vol. 57, n° 55, April 1922).
 5. A. W. EWAN. — *Courbes pour le calcul de l'effet Kelvin dans les conducteurs creux* (Gen. El. Rev., vol. 33, p. 249).
 6. A.W. EWAN. — *Kurven zur Berechnung des Skineffektes in Hohlleitern* (E.T.Z., n° 38, 18 septembre 1930, p. 1338).
 7. H. B. DWIGHT. — *Proximity Effect in Wires and Thin Tubes* (Journ. of A.I.E.E., vol. XLII, n° 9, septembre 1923, p. 961).
 8. H. B. DWIGHT. — *Losses in Grounded Sheaths of Single Conductor Cables* (Electrical Journal, Febr. 1924, p. 62-6).
 9. H. B. DWIGHT. — *Proximity Effect in Cable Sheaths* (Trans. A.I.E.E., vol. 50, September 1931, p. 993).
 10. HARVEY L. CURTIS. — *The Resistance and Inductance of a Three. Phase Cable* (The Physical Review, Proceedings of the American Physical Society, vol. XVIII, n° 2, August 1921, p. 156).
 11. J. K. WEBB. — *Elektrisches Nachrichtenwesen* (Electrical Communication, 10 octobre 1931, n° 1, p. 26, ou Electrical Communication, July 1931, p. 22).
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
INTRODUCTION.....	5
CHAPITRE I ^{er} . — Etat actuel de la technique des câbles électriques et historique de son développement.....	7
CHAPITRE II. — Considérations générales sur les phénomènes thermiques dans les canalisations électriques	13
CHAPITRE III. — Etude expérimentale, au point de vue thermique, de l'effet Kelvin et de l'effet de proximité.....	17
CHAPITRE IV. — Etude des phénomènes de convection et de rayonnement dans les canalisations électriques	31
CHAPITRE V. — Etude sur la chaleur dégagée par un câble électrique en fonction de la nature du terrain dans lequel il est placé et sur la chaleur des conducteurs par rapport à la gaine protectrice du câble.....	42
CHAPITRE VI. — Etude d'un cas particulier : l'effet thermique provoqué par une canalisation principale sur un branchement secondaire.....	52
BIBLIOGRAPHIE.....	59

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Optique électronique des métaux

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 6 juillet 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

ÉVREUX. — IMPRIMERIE HENRI DÉVÉ. — 25-7-38.
